



**Escola Politècnica Superior
de Castelldefels**

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

TRABAJO FINAL DE CARRERA

TITULO DEL TFC: Sistemas de predistorsión-linealización para enlaces ópticos.

TITULACIÓN: Ingeniería Técnica de Telecomunicaciones, especialización en Sistemas de Telecomunicación

**AUTORES: Jennifer González Atencia
Mireia Liébana Buxó**

DIRECTORA: María Concepción Santos Blanco

FECHA: 28 de Junio de 2010

Título: Sistemas de predistorsión-linealización para enlaces ópticos.

Autores: Jennifer González Atencia
Mireia Liébana Buxó

Directora: María Concepción Santos Blanco

Fecha: 28 de Junio de 2010

Resum

Para poder transmitir información por fibra óptica utilizamos los sistemas de modulación convencionales IM-DD ya sea con láser o con moduladores externos Mach-Zehnder. Pero, hay diferentes efectos como la dispersión o la distorsión no lineal que afectan a la fibra óptica y que se refleja en el espectro recibido.

En este trabajo analizaremos estos sistemas convencionales y los efectos de la fibra y propondremos mejoras basadas en la modulación AM de la información sobre la portadora óptica. Estudiaremos cómo la predistorsión de las fuentes de modulación IM convencionales permite conseguir este tipo de modulación, proporcionaremos expresiones para el cálculo de la característica entrada-salida de los circuitos predistorsionadores que tienen en cuenta desviaciones del comportamiento ideal y comprobaremos su efectividad mediante simulaciones usando el software de sistemas ópticos de transmisión Virtual Photonics Incorporated (VPI).

Se efectúa asimismo un estudio de la modulación de fase residual (chirp) indeseada que aparece en los moduladores externos Mach-Zehnder a causa de no-idealidades en el proceso de fabricación. Se elabora un modelo basado en el estudio de la literatura y en el análisis de las características de funcionamiento de los moduladores y se propone un sistema que lo elimina de la modulación AM mediante predistorsión.

Title: Sistemas de predistorsión-linealización para enlaces ópticos.

Authors: Jennifer González Atencia
Mireia Liébana Buxó

Director: María Concepción Santos Blanco

Date: 28 de Junio de 2010

Overview

In order to transmit information through fiber optic systems the conventional IM-DD modulation either with laser or Mach-Zehnder external modulators is commonly used. But there are different effects such as dispersion and nonlinear distortion affecting the optical fiber which become evident in the spectrum received.

In this work we analyze these conventional systems and the effects of fiber and propose improvements based on the AM modulation of information over the optical carrier. This modulation is achieved through predistortion circuits applied to the conventional IM modulators. We give the mathematical expressions of the input-output characteristic of these predistortion circuits, even in the presence of non-ideal effects in the IM modulators, and verify their performance through simulations using the Virtual Photonics Incorporated (VPI) software tool for the simulation of optical transmission systems.

Also, we discuss the residual phase modulation in external Mach-Zehnder modulators (chirp). We develop a theoretical model suited for the mathematical treatment of chirp which is based on the literature and on the analysis of the characteristics and basic parameters in an external Mach-Zehnder modulator. Using the model we show how the chirp can affect our transmission and propose a system where we will be able to cancel it.

INDICE

INTRODUCCIÓN	1
1. CONCEPTOS BÁSICOS. IM_DD	3
1.1. Sistemas Convencionales IM_DD	3
1.1.1. IM_DD mediante laser	3
1.1.2. IM_DD mediante modulador Mach-Zehnder	7
1.2. Efecto de la fibra.....	12
2. SISTEMAS AM	16
2.1. Alternativa: Sistemas AM - Linearización.....	16
2.1.1. Definición modulación AM	16
2.2. Receptores	17
2.2.1. Raíz cuadrada	18
2.3. Parámetros básicos.....	18
2.3.1. Optical Modulation Index (OMI)	18
2.3.2. Extinction Ratio (ER).....	19
2.3.3. Peak to Average Power Ratio (PAPR).....	21
2.4. Predistorsionador	22
2.4.1. Predistorsión con láser	22
2.4.2. Predistorsión con Mach-Zehnder (caso ideal)	24
2.4.3. Simulaciones	27
3. EFECTOS NO IDEALES EN MODULADOR MZ: ER FINITA Y CHIRP	29
3.1. Definición de chirp	29
3.2. Chirp eléctrico.....	30
3.3. Chirp óptico.....	32
3.4. Chirp total.....	34
3.5. Comprobación	36
4. PREDISTORSIONADOR PARA MODULADOR MZ CON ER FINITA.....	41
4.1. Predistorsión con Mach-Zehnder (caso real).....	41
4.1.1. Diseño.....	41
4.1.2. Simulaciones	43
4.2. Chirp	44
5. PREDISTORSIONADOR PARA MODULADOR MZ EN MODO DUA DRIVE	49
5.1. Diseño.....	49

5.2. Simulaciones.....	52
6. CONCLUSIONES	55
7. BIBLIOGRAFIA	57
8. ANEXO	58

INTRODUCCIÓN

La *fibra óptica* es un medio de transmisión muy utilizado en telecomunicaciones, ya que permiten enviar gran cantidad de datos a una gran distancia.

Las aplicaciones de la fibra óptica hoy en día son múltiples y están en un continuo proceso de expansión.

Las principales características de la fibra son la cobertura más resistente, su uso dual (interior y exterior), mayor protección en lugares húmedos y el empaquetado de alta densidad. Gracias a estas, vemos como su ancho de banda es mayor, contiene una baja atenuación; además es segura en dos aspectos, no permite el acceso a los datos transmitidos y se pueden instalar en cualquier lugar donde haya sustancias peligrosas o inflamables.

Hasta la fecha la técnica más común para la transmisión de información mediante fibra óptica se basa en sistemas IM-DD, de Modulación de Intensidad y Detección Directa (*Intensity Modulation and Direct Detection* en inglés). En estos sistemas es la potencia, o la envolvente al cuadrado, asociada a la onda óptica la que es proporcional a la información. En el extremo receptor un detector realiza la operación inversa, nos devuelve una corriente que es proporcional a la envolvente al cuadrado de la onda óptica recibida.

El sistema es ideal en ausencia de distorsiones debidas al canal pero cuando la onda óptica debe recorrer una longitud determinada de fibra, distorsiones lineales de amplitud o de fase se convierten en distorsiones no-lineales a causa de la ley de conversión cuadrática en el detector. Entre estas distorsiones lineales en la fibra destaca la dispersión cromática [1].

Por eso, nosotros proponemos una solución basada en la predistorsión de las fuentes ópticas, ya sean moduladas directamente o mediante modulación externa. Con este nuevo método se modula la amplitud del campo eléctrico que viaja con la onda óptica proporcionalmente al mensaje (modulación pura de amplitud o AM del inglés *Amplitude Modulation*) consiguiendo reducir drásticamente el ancho de banda empleado.

Debido a las características de los receptores ópticos este enfoque requiere modificar el esquema de recepción para adaptarlo a los cambios en el sistema emisor tal y como se plantea en el artículo en el que se considera un sistema de compensación basado en un circuito que ofrece a su salida una señal eléctrica que es la raíz cuadrada de la señal a la entrada [2].

En el capítulo 1 se explicaran los conceptos básicos de las principales formas de modulación en fibra óptica, como es el caso de la IM-DD mediante láser o Mach-Zehnder. Veremos como en la modulación IM-DD nos aparece la distorsión no lineal, un efecto de la dispersión en fibra óptica.

En el capítulo 2 explicaremos en qué consiste una señal AM para poder luego entender como diseñaremos los predistorsionadores, tanto para el caso de la modulación directa de un láser como para el caso con modulador externo Mach-Zehnder. Estudiaremos los parámetros más importantes que hemos de tener en cuenta cuando queramos comparar las prestaciones de las modulaciones IM y AM.

En el capítulo anterior, el predistorsionador se basa en la función de transferencia potencia óptica-tensión en electrodos ideal del Mach-Zehnder que es de tipo cosenoide al cuadrado. En la práctica existen efectos no-ideales de relevancia como la existencia de un valor mínimo de potencia a la salida del modulador. Esto da lugar a una relación de extinción (o margen dinámico) a la salida del modulador finito. En el capítulo 3 se analiza cómo diseñar un modulador a partir de una función de transferencia más realista que tiene en cuenta la relación de extinción finita. Estudiaremos de qué manera se puede tener en cuenta la relación de extinción específica de nuestro modulador en el diseño del predistorsionador.

Otro efecto de la relación de extinción finita es la aparición de una modulación de fase residual o chirp, que en el capítulo 4 analizaremos. Este parámetro puede ser causado de dos maneras, o bien eléctricamente, o ópticamente. Veremos los efectos que tiene en nuestra modulación y como nos afectan ambos a la vez.

Finalmente en el capítulo 5 analizaremos el predistorsionador para moduladores Mach-Zehnder para un caso real y como le afecta el chirp a este predistorsionador. Además, de añadir las posibles mejoras a este sistema.

Este trabajo se enmarca dentro de una línea de investigación en el departamento de Teoría de la Señal y Comunicaciones (TSC) dedicada a evaluar las características de sistemas de predistorsión-linealización de sistemas ópticos de transmisión.

En este Trabajo Final de Carrera se ha hecho hincapié en el esquema emisor pero teniendo en cuenta los posibles efectos adversos que nos encontraremos en los bloques que componen el emisor y en el receptor, colaborando con otros estudiantes para conocer las especificaciones del sistema completo.

1. CONCEPTOS BÁSICOS. IM_DD

En este capítulo, vamos a explicar los sistemas de modulación IM_DD para la transmisión de datos mediante fibra óptica. Estos son los sistemas que siempre se han usado pero veremos qué efectos negativos nos aparecen y cómo podemos corregirlos. También comentaremos los parámetros que tendremos en cuenta para compararlo con otros sistemas de modulación.

1.1. Sistemas Convencionales IM-DD

El sistema de transmisión IM-DD cuyas siglas provienen del inglés Intensity Modulation and Direct Detection es actualmente el más extendido en los sistemas ópticos de comunicación ya que se basa la naturaleza de los procesos naturales de generación y detección de luz en los diodos semiconductores que son los más usados en comunicaciones. En estos dispositivos se establece una correspondencia electrón-fotón y por tanto la luz generada/detectada es proporcional a la corriente inyectada/recibida.

Así pues, en los primeros sistemas de transmisión IM-DD, una señal eléctrica que varía de acuerdo con la información se aplica a un dispositivo generador de luz (LED o Láser) con lo que es la intensidad o potencia óptica la que es proporcional a la información (Intensity Modulation). Un diodo detector en el receptor realiza la operación inversa (Direct Detection) generando una corriente proporcional a esta intensidad o potencia óptica recibida.

Estos primeros sistemas de transmisión sufrían de limitaciones que se vieron superadas con la aparición de los moduladores externos, entre los cuales actualmente destacan los moduladores electro ópticos Mach-Zehnder. Tal y como se explica en el apartado 1.1.2 cuando estos moduladores se polarizan en su punto de cuadratura sus características de funcionamiento en pequeña señal se aproximan a una modulación de intensidad.

1.1.1 IM_DD mediante laser

En estos dispositivos láseres semiconductores, por cada electrón de corriente inyectada se genera un fotón y por tanto la potencia óptica de salida es proporcional a la corriente inyectada, una vez se supera la corriente umbral necesaria para producir el efecto láser. En la figura 1.1 podemos ver la característica potencia intensidad del laser. Esta figura se ha obtenido mediante el software de simulación VPI, según el esquema 1.3. En este esquema se efectúa un barrido de la tensión cuyas características básicas se explican en este apartado.

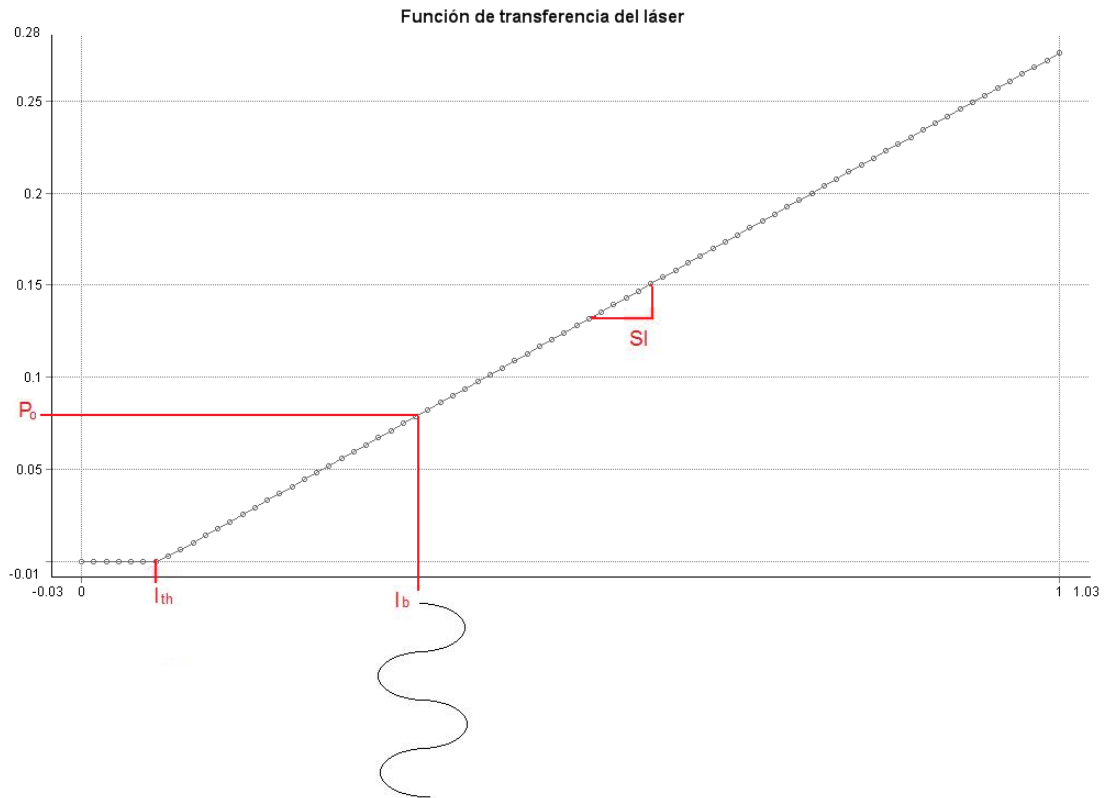


Fig. 1.1 Función de transferencia del laser.

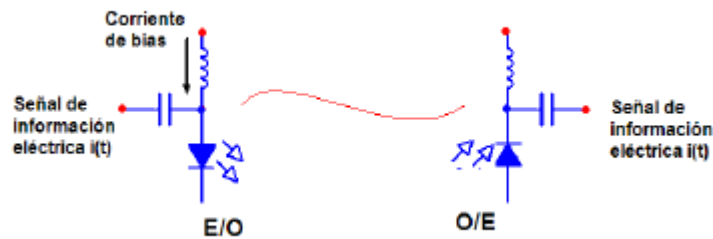


Fig. 1.2 Esquema sistema IM_DD.

Como podemos observar en la figura 1.1, hay una zona lineal que será donde nos interese trabajar, para ello hemos de tener en cuenta el umbral (I_{th}) a superar para no dejar de trabajar en esta zona. Para ello inyectamos una corriente de bias (I_b) que nos asegure estar siempre en la zona lineal. La pendiente de esta recta la definiremos como *Slope Efficiency* (SI).

La figura 1.3 recoge el esquema y los parámetros más relevantes de la simulación para obtener la función de transferencia. Inyectamos una tensión directamente al láser y medimos la potencia en función de la tensión continua aplicada al láser. Para ellos hemos asignado al bloque DC un barrido en amplitud.

Puesto que hemos considerado una transconductancia del láser de valor 1 A/V, el barrido en tensión es equivalente a un barrido en corriente de alimentación del láser.

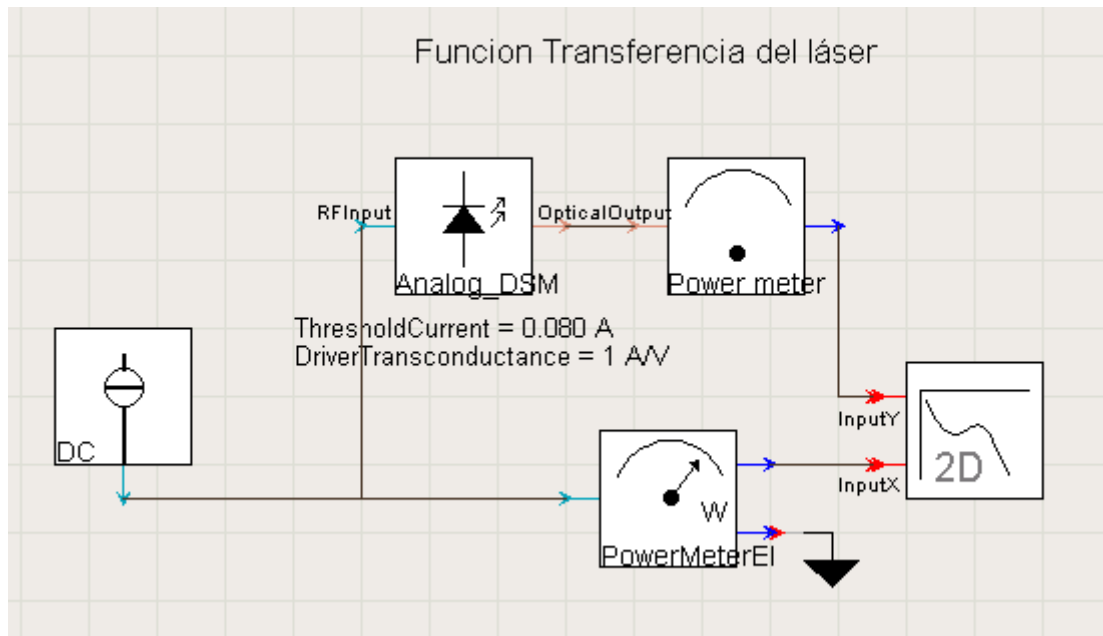


Fig. 1.3 Esquema sistema IM_DD con laser en VPI.

De forma matemática, para obtener la expresión del equivalente paso bajo del campo eléctrico de la onda óptica a la salida del laser (1.2) hemos de hacer la raíz cuadrada de la potencia óptica (1.1).

$$P_{out} = P_o(1 + m \cdot x(t)) \quad (1.1)$$

$$E_{out} = \sqrt{P_o \cdot (1 + m \cdot x(t))} \quad (1.2)$$

Donde m es el índice de modulación que será siempre menor o igual a uno para evitar sobremodular. Po es la potencia de bias y x(t) es la señal de información normalizada a 1.

La potencia óptica podemos redefinirla como hemos visto en la ecuación (1.1), pero incorporando las características del laser:

$$P_{opt} = P_o + Sl \cdot (i(t) - I_{th}) \quad (1.3)$$

Donde

$$P_o = Sl \cdot (I_0 - I_{th}) \quad (1.4)$$

Si sustituimos la expresión (1.4) en la (1.3):

$$P_{opt} = Sl \cdot (I_0 - I_{th}) + Sl \cdot (i(t) - I_{th}) = Sl \cdot (I_0 + (i(t) - I_{th})) = \underbrace{Sl \cdot (I_0 - I_{th})}_{P_o} + Sl \cdot i(t) \quad (1.5)$$

Y finalmente,

$$P_{opt} = P_o \cdot \left(1 + \frac{i(t)}{I_0 - I_{th}} \right) \quad (1.6)$$

Podemos ver que la expresión (1.6) es similar a la (1.1) que habíamos obtenido del sistema ideal IM_DD. De esta manera podemos redefinir los parámetros comunes:

$$m = \frac{G}{I_0 - I_{th}} \cdot A_{RF} \quad (1.7)$$

Donde A_{RF} es la amplitud de la señal senoidal de información que inyectaremos y G es la transconductancia del láser en A/V. Para simplificar las simulaciones, elegimos $\frac{G}{I_0 - I_{th}} = 1V^{-1}$ por lo que directamente $m = A_{RF}$ en voltios.

En los fotodiodos detectores el proceso de transformación óptica-eléctrica sigue el proceso inverso de forma que por cada fotón incidente se genera un electrón de corriente recibida.

En recepción, la intensidad detectada:

$$i_D = \Re |E|^2 \quad (1.9)$$

$$i_D = \Re \cdot P_{opt} \quad (1.10)$$

En la ecuación (1.9), la intensidad está en función del campo eléctrico al cuadrado que equivale a la potencia óptica (1.10) por la responsividad \Re .

La modulación directa del láser presenta limitaciones en la velocidad y en las distancias máximas de transmisión. Para mejorar las prestaciones de los enlaces se recurre entonces a la modulación externa.

1.1.2 IM_DD mediante modulador Mach-Zehnder

El modulador externo más utilizado es el que se conoce como modulador electroóptico Mach Zehnder. Electroóptico porque se basa en el fenómeno del mismo nombre según el cual algunos materiales cambian su índice de refracción óptico de forma proporcional al campo eléctrico que se les aplica. Y Mach Zehnder porque para convertir la modulación de fase producida por el efecto electroóptico en una modulación de amplitud se requiere una configuración interferométrica entre las que la tipo Mach Zehnder (1.6) es la más común.

Con este modulador conseguimos trabajar con un nivel constante de alimentación en la fuente óptica lo cual prolonga su vida media, además conseguimos mayores velocidades de modulación y reducimos la modulación de fase o chirp.

En la figura 1.6 podemos ver el esquema del modulador y a continuación realizaremos el análisis matemático.

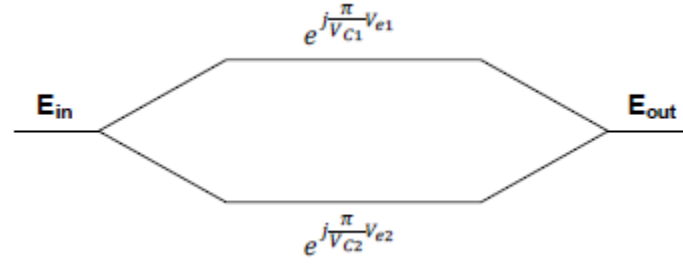


Fig. 1.6 Esquema Mach-Zehnder

Como vemos en la figura 1.6, V_{e1} y V_{e2} corresponden respectivamente al voltaje aplicado a cada rama o electrodo del modulador. V_{c1} y V_{c2} corresponden a la sensibilidad del electrodo, es decir, es el voltaje necesario para conseguir un cambio de fase de π radianes en la señal óptica.

A continuación veremos la expresión del campo eléctrico a la salida en su equivalente paso bajo (1.11):

$$E_{out} = \frac{E_{in}}{2} \left(e^{j \frac{V_{e1} \cdot \pi}{V_{c1}}} + e^{j \frac{V_{e2} \cdot \pi}{V_{c2}}} \right) \quad (1.11)$$

El caso más común es el modulador tipo Push-Pull, en el cual inyectamos una señal a cada rama con la misma amplitud pero con fases opuestas. De esta manera generamos dos modulaciones de fase iguales pero con signos contrarios, así en la salida del modulador podemos tener una señal óptica cuya amplitud cambia en función de la señal eléctrica aplicada a los electrodos. Este modo es típico de moduladores con un único acceso común a las dos ramas del modulador, estos son los moduladores más comunes en la práctica y son llamados single-drive. Con estos moduladores, al introducir la señal eléctrica por este acceso afecta de la misma forma a ambas ramas pero con signo contrario, tal y como necesitamos para el modo Push-Pull.

En este caso $V_{c1} = V_{c2} = V_c$ y que $V_{e1} = -V_{e2} = V_e$, aplicando estos cambios a la expresión 1.11, obtenemos:

$$E_{out} = E_{in} \cdot \cos \left(V_e \cdot \frac{\pi}{V_c} \right) \quad (1.12)$$

De la expresión 1.12 se obtiene la justificación de la función de transferencia del modulador (figura 1.5).

En la práctica, es muy difícil que se reparta por igual la señal entre las dos ramas interferométricas.

Para cuantificar esta diferencia usaremos el parámetro α que representa la cantidad de señal de cada rama. Si queremos considerar el caso ideal $\alpha = 1/2$. Ver figura 1.7

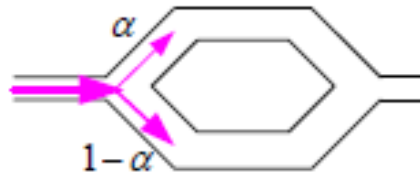


Fig. 1.7 Separación de la señal caso real

Este parámetro está relacionado con una de las características más importantes que definen un modulador, el *Extinction Ratio* (ER) que es la relación entre potencia máxima y la potencia mínima o también se puede expresar como:

$$ER = 10 \cdot \log \left(\frac{1}{1-2\alpha} \right) \quad (1.13)$$

$$E_{out} = E_{in} \left(\sqrt{\alpha} \cdot e^{j\theta_e} + \sqrt{1-\alpha} \cdot e^{j\theta_e} \right) \quad (1.14)$$

Si desarrollamos E_{out} en forma de módulo y fase obtenemos la siguiente expresión:

$$E_{out} = \sqrt{\cos^2 \theta_e + (1-2\alpha)^2 \cdot \sin^2 \theta_e} \cdot e^{j \arctg \left(\frac{(1-2\alpha) \cdot \sin \theta_e}{\cos \theta_e} \right)} \quad (1.15)$$

De la expresión 1.15 podemos ver como además de la modulación de amplitud obtenemos un chirp o modulación de fase adicional provocado porque tenemos una ER (Extinction Ratio) finita.

A continuación, vamos a ver cuál es el esquemático de un sistema de MZ en VPI y cuál es su función de transferencia en la configuración más común que es la de modo push-pull, típica en los moduladores single-drive.

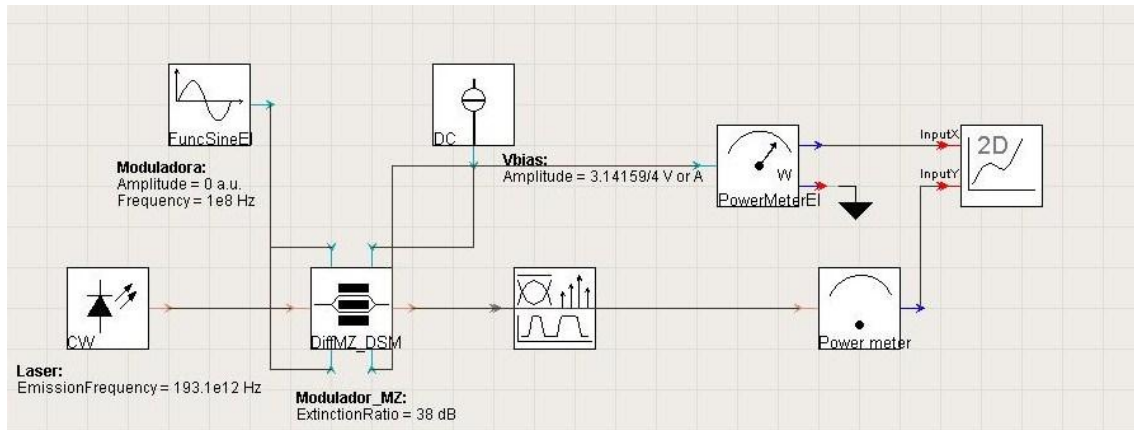


Fig. 1.4 Esquema del sistema MZ

A continuación, mostraremos la función de transferencia del modulador en función de la potencia óptica y del voltaje.

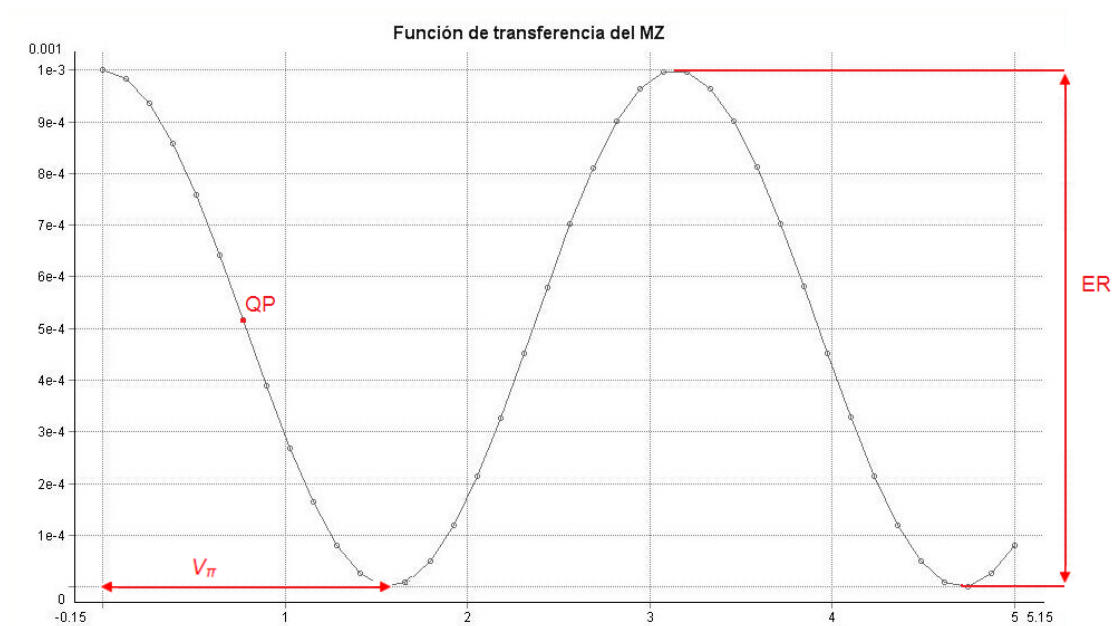


Fig. 1.5 Función de transferencia modulador MZ.

En la figura 1.5, la diferencia entre de voltaje para producir respectivamente un máximo y un mínimo se define como el voltaje de media onda del modulador o V_π que es un parámetro fundamental del modulador. Para que el modulador funcione de forma aproximada como un modulador de intensidad se polariza en el punto de cuadratura (QP) que es $V_\pi / 2$ que se encuentra en el centro de la zona lineal. En esta figura también podemos apreciar la Extinction Ratio o ER que será la diferencia entre en máximo y el mínimo.

A la salida del modulador Mach-Zehnder el espectro resultante es una señal IM aunque dependiendo del índice de modulación, veremos las bandas laterales más o menos atenuadas.

Un ejemplo lo podemos ver a continuación donde hemos fijado un valor de ER igual a 27dB y hemos ido variando el índice de modulación m .

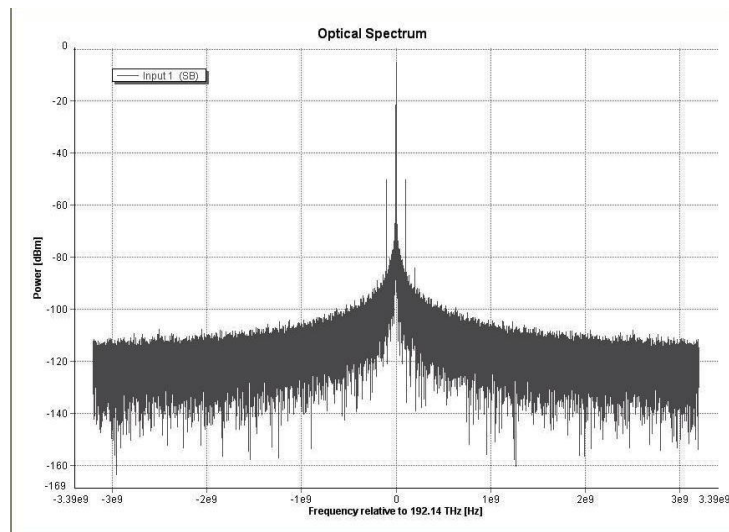


Fig. 1.8 Espectro a la salida con $m=0.2$

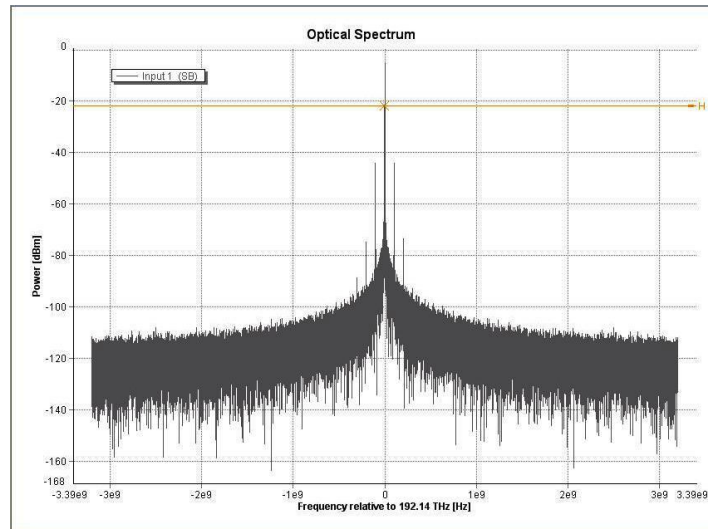


Fig. 1.9 Espectro a la salida con $m=0.4$

Como conclusión de estas gráficas, se muestra que para índices de modulación bajos la señal se aproxima a una AM. Si subimos el índice las bandas laterales aumentan de valor.

1.2 Efecto de la fibra

Puesto que se basa en transformaciones complementarias amplitud eléctrica – potencia óptica (IM) y potencia óptica – amplitud eléctrica (DD), el sistema IM_DD es un sistema ideal cuando no tenemos canal. Al introducir un fibra de por medio vemos problemas, en el apartado siguiente analizamos la distorsión no lineal producida en el receptor por la dispersión cromática en la fibra.

En la fibra óptica monomodo hay un efecto que es la dispersión cromática según la cual diferentes componentes espectrales viajan a diferente velocidad en la fibra.

La función de transferencia que caracteriza la fibra óptica es [2]:

$$H(\omega) = e^{-\frac{D \cdot L \cdot \pi}{c} \cdot \lambda_o^2 \cdot f_m^2} \quad (1.16)$$

Donde D es el coeficiente de dispersión cromática $D=17\text{ps/nm}\cdot\text{Km}$ en tercera ventana $\lambda=1.55\mu\text{m}$, L es la longitud de fibra, c la velocidad de la luz en el vacío y f_m la frecuencia de separación de la banda respecto de la portadora. La expresión (1.16) nos está imponiendo un retardo diferente en cada banda lateral.

El campo a la salida del diodo emisor es:

$$E = \sqrt{1+x} \quad (1.17)$$

Realizamos el desarrollo en series de Taylor para ver cómo afecta la distorsión y obtenemos:

$$\text{taylor}(\sqrt{1+x}) = 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 + \frac{1}{16}x^3 - \frac{5}{128}x^4 + \frac{7}{256}x^5 \quad (1.18)$$

En el caso concreto de un tono puro, $x = \cos(\omega t)$ entendemos que cada potencia de x dará lugar a armónicos que son las bandas laterales en el espectro óptico que se obtenían en la figura 1.9 dependiendo del valor de m . Si m es pequeño, sólo dos términos serán relevantes y tendremos modulación AM de forma aproximada como en la figura 1.8.

En ausencia de distorsión en el canal, todas estas bandas laterales poseen las fases justas para al ser mezcladas entre sí debido a la característica cuadrática del fotodiodo dar lugar a un solo armónico que es el que se aplicó al sistema modulador IM. Ver figura 1.10.

Cuando el canal altera el equilibrio de fases entre las bandas laterales generadas a causa de la modulación IM no es posible cancelar totalmente los armónicos y aparece distorsión no-lineal a la salida del detector. Ver figura 1.11.

Realizamos una simulación con un sistema IM_DD para poder ver claramente cuáles son los efectos de la fibra. Variaremos las longitudes de la fibra óptica para poder ver cómo afecta esto en la recepción de la señal a la salida del receptor y a la entrada de la fibra óptica.

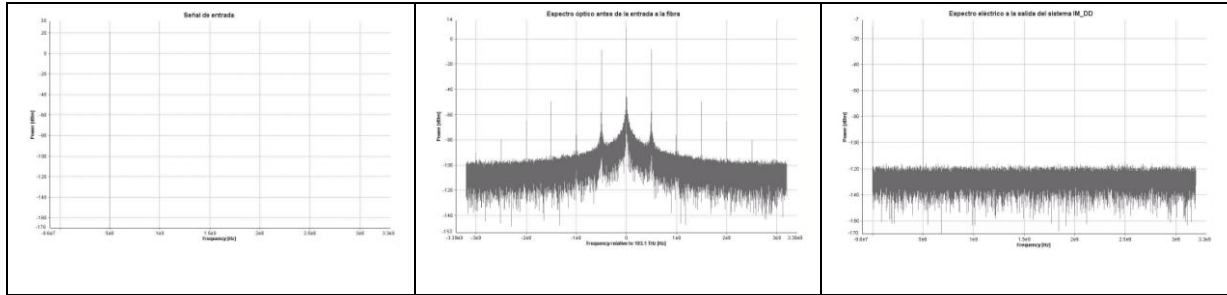


Fig. 1.10 De izquierda a derecha, tono a la entrada, espectro óptico y espectro eléctrico para longitud de 0m.

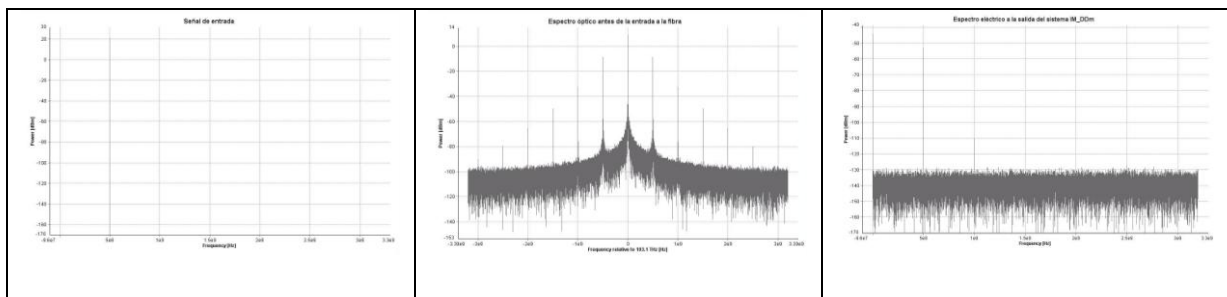


Fig. 1.11 De izquierda a derecha, tono a la entrada, espectro óptico y espectro eléctrico para longitud de 80 Km.

En la figura 1.10 podemos ver como el espectro eléctrico de la señal recibida es el mismo que se envía ya que en este caso no tenemos en cuenta la longitud de la fibra, será una transmisión directa, llamada también *back-to-back*.

El siguiente caso, el que nos muestra la figura 1.11, hemos puesto que la fibra mide 80 Km, aquí sí que observamos como aparece claramente la distorsión a la salida.

En la figura 1.13 vamos a ver el sistema completo que hemos usado para emitir por fibra óptica usando el sistema IM-DD visto desde VPI.

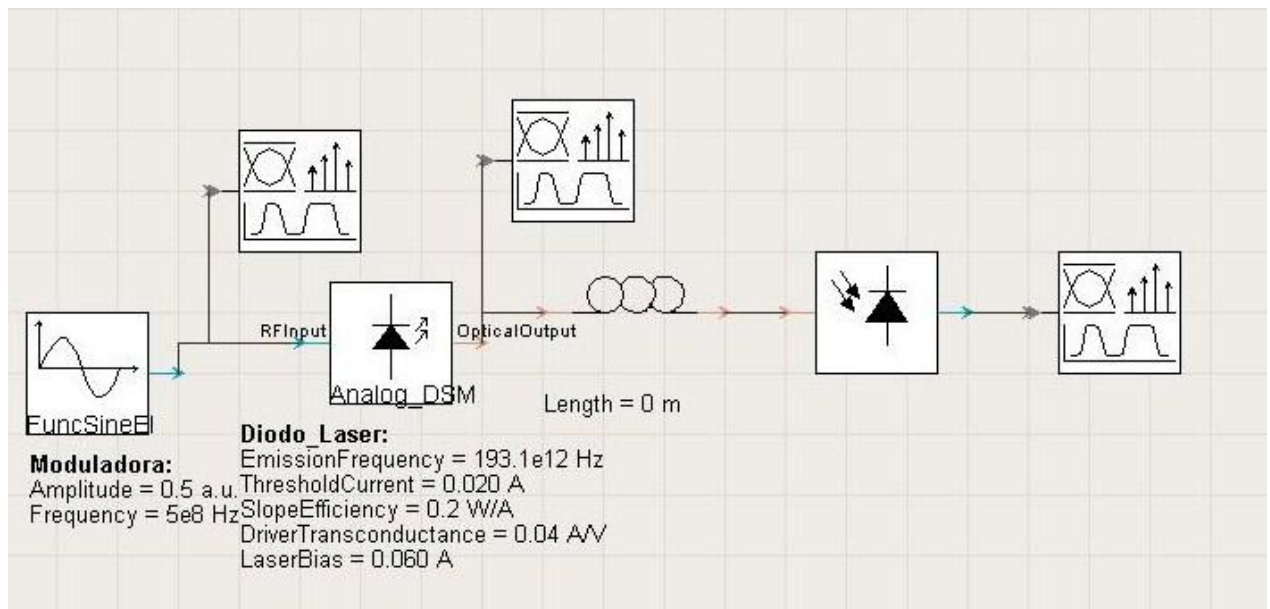


Fig. 1.12 Sistema completo IM_DD en VPI

2. SISTEMAS AM

2.1 Alternativa: Sistemas AM - Linearización

Como hemos podido observar a lo largo del capítulo anterior, usar IM-DD es un buen método a pesar que tiene diversos problemas como la distorsión no lineal inducida por la dispersión cromática en la fibra. Es por eso que a partir de ahora trabajaremos con predistorsionadores, es decir, sistemas que nos permitirán obtener una AM. A partir de un sistema de modulación de intensidad como el láser o un sistema de modulación interferométrica como el modulador electroóptico Mach-Zehnder.

2.1.1 Definición modulación AM

La modulación AM es un tipo de modulación que se basa en variar la amplitud de una onda portadora de forma que también cambie de acuerdo a las variaciones de la señal moduladora. La expresión de la señal modulada es la siguiente:

$$y(t) = A_p[1 + m \cdot x_n(t)] \cdot \cos(\omega_p \cdot t) \quad (2.1)$$

De la expresión (2.1) podemos extraer que m es el índice de modulación que está comprendido entre valores de 0 y 1. La señal modulada es $y(t)$ y $x_n(t)$ es la señal moduladora normalizada.

El espectro de la señal AM consta de la un tono a frecuencia portadora y dos bandas laterales como se muestra en la siguiente figura:

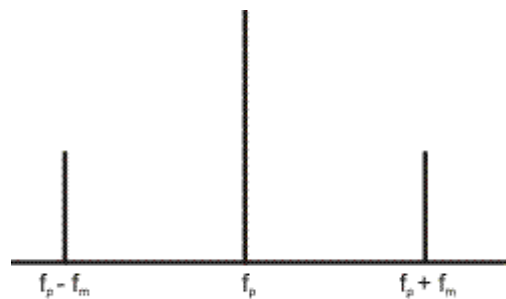


Figura 2.1 Espectro de la señal AM

Poder obtener una señal AM permitirá que las bandas laterales disminuyan y solo tengamos la portadora más una banda lateral. Este método es más eficaz espectralmente y es la solución que aportamos para solucionar los problemas vistos con el método tradicional IM_DD.

2.2 Receptores

La expresión del campo a la salida de la fibra para una AM ideal (2.2).

$$E_{opt} = 1 + m \cdot \cos(\omega t) \cdot e^{j\chi} \quad (2.2)$$

Donde χ es el índice de dispersión que viene definido por la siguiente ecuación (2.3):

$$\chi = \frac{\pi D \lambda^2 f^2}{c} \quad (2.3)$$

Donde D es el coeficiente de dispersión cromática $D=17\text{ps/nmKm}$ en tercera ventana $\lambda=1.55\mu\text{m}$, L es la longitud de fibra, c la velocidad de la luz en el vacío y f_m la frecuencia de separación de la banda respecto de la portadora.

A la entrada del receptor, la intensidad de detección (2.4) vendrá definida por el modulo del campo al cuadrado (2.2).

$$i_D = \Re |E_{opt}|^2 \quad (2.4)$$

Si desarrollamos la formula anterior, obtenemos:

$$i_D = 1 + \frac{m^2}{2} + 2m \cos(\chi) \cos(\omega t) + \frac{m^2}{2} \cos(2\omega t) \quad (2.5)$$

De esta última ecuación podemos ver que hay una pequeña aportación de continua $\frac{m^2}{2}$, distorsión lineal $\cos(\chi)$ y una parte que nos provoca distorsión no lineal $\frac{m^2}{2} \cos(2\omega t)$ la cual no podemos ecualizar.

El objetivo ahora es eliminar o reducir al máximo estos problemas.

A continuación explicaremos un método para diseñar un receptor.

2.2.1 Raíz cuadrada

Con este receptor el sistema es capaz de recuperar la señal emitida de forma ideal en la configuración back-to-back. Se puede implementar matemáticamente programando una DSP o mediante un circuito no-lineal cuya característica entrada salida pueda definirse mediante una serie de potencias.

Este método consiste en realizar una raíz cuadrada en recepción, sería la forma natural de demodular la señal que llega al receptor (2.5) de esta manera se elimina el segundo armónico y siempre que no exista distorsión en el canal se obtiene la señal enviada a partir de la señal óptica modulada en AM [5].

En [3] se estudian diferentes tipos de receptores que aprovechan una modulación AM.

2.3 Parámetros básicos

A continuación explicaremos los parámetros básicos para poder entender y comparar los efectos de las modulaciones que usaremos.

2.3.1 Optical Modulation Index (OMI)

La OMI indica la diferencia de potencia entre la portadora y la primera banda lateral, expresada en dB. Si trabajamos en pequeña señal, podemos relacionar este parámetro con la m (índice de modulación) de la siguiente manera:

$$OMI_{IM} \approx 20 \cdot \log\left(\frac{m_{IM}}{2}\right) \quad (2.6)$$

La expresión (2.6) hace referencia a la modulación IM. Para el caso de una modulación AM o para el MZ la expresión aproximada para pequeña señal sería:

$$OMI_{MZ} = OMI_{AM} = 20 \cdot \log(m) \quad (2.7)$$

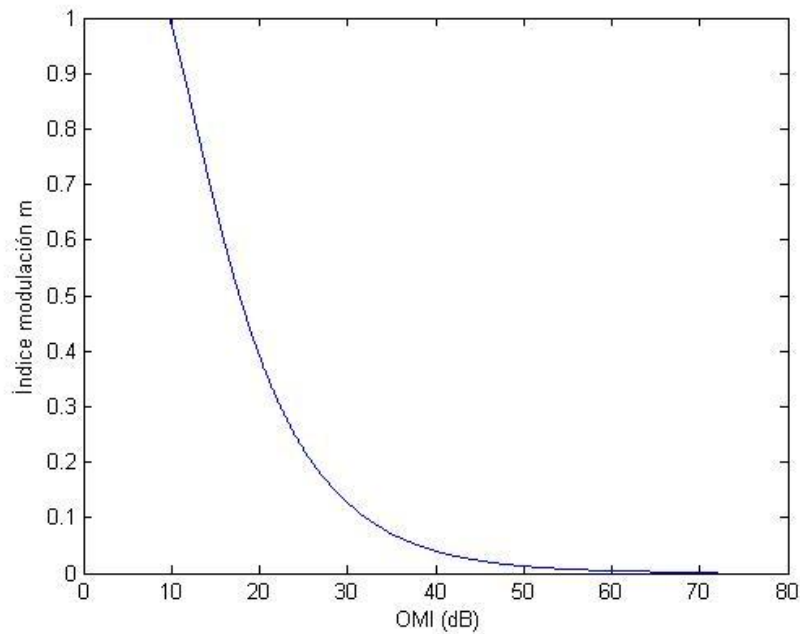


Fig. 2.2 Grafica m_{IM} vs OMI.

Como vemos en la grafica se cumple la expresión (2.6). Por ejemplo para el valor de OMI 30 dB corresponden una $m = 0.1$. Si aplicamos la fórmula los resultados son los estimados.

2.3.2 Extinction Ratio (ER)

Este parámetro es la relación entre potencia máxima y la potencia mínima de la señal modulada que se expresa como:

$$ER = \frac{P_{\max}}{P_{\min}} \quad (2.8)$$

Si tenemos en cuenta que para IM la potencia de salida es:

$$P_{out}(t) = P_{in} \cdot (1 + m_{IM} \cdot \overline{x(t)}) \quad (2.9)$$

Donde $x(t)$ es la señal de información normalizada a 1.

Podemos deducir la expresión (2.8) a partir de (2.9) para el caso IM:

$$ER_{IM} = \frac{1 + m_{IM}}{1 - m_{IM}} \quad (2.10)$$

Para el caso del MZ y AM empleamos las siguientes fórmulas:

$$ER_{AM} = \frac{(1 + m_{AM})^2}{(1 - m_{AM})^2} \quad (2.11)$$

$$ER_{MZ} = \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{4} - m_{MZ}\right)}{\cos^2\left(\frac{\pi}{4} + m_{MZ}\right)} \quad (2.12)$$

En la gráfica hemos considerado para el Mach-Zehnder el caso ideal de ER infinita.

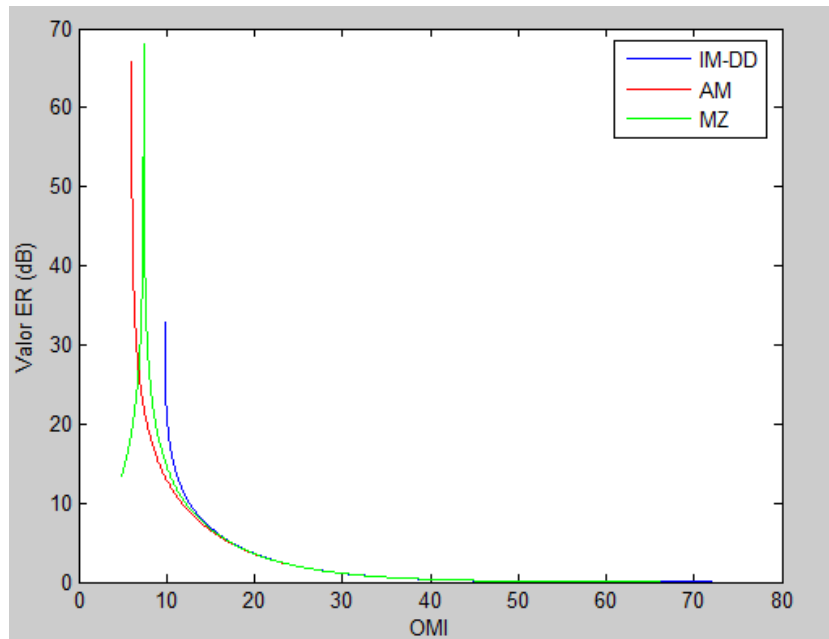


Fig. 2.3 Grafica ER vs OMI.

2.3.3 Peak to Average Power Ratio (PAPR)

Este parámetro relaciona la potencia máxima entre la potencia de la portadora óptica.

$$PAPR = \frac{P_{\max}}{P_{\text{average}}} \quad (2.13)$$

Para el caso de la modulación IM, la expresión anterior quedaría modificada como (2.13):

$$PAPR_{IM} = \frac{1 + m_{IM}}{P_{\text{average}}} \quad (2.14)$$

Para el caso de la modulación AM y MZ utilizaremos las siguientes expresiones:

$$PAPR_{AM} = \frac{(1 + m_{AM})^2}{P_{\text{average}}} \quad (2.15)$$

$$PAPR_{MZ} = \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{4} - m_{MZ}\right)}{P_{\text{average}}} \quad (2.16)$$

Consideramos como P_{average} la portadora óptica, que es una característica de la señal óptica.

En la grafica 2.4 podemos ver la variación de la PAPR en función de la OMI. Para el caso de IM, vemos como la grafica está comprendida entre 0 y 3.7 dB. En realidad si mediante la fórmula (2.14) ponemos el valor máximo y el mínimo del índice de modulación (0 y 1) obtenemos que el PAPR estaría comprendido entre 0 y 3 dB. Esta diferencia entre la simulación y la teoría es debida a que la portadora se reduce debido a las contribuciones de los armónicos en el canal óptico.

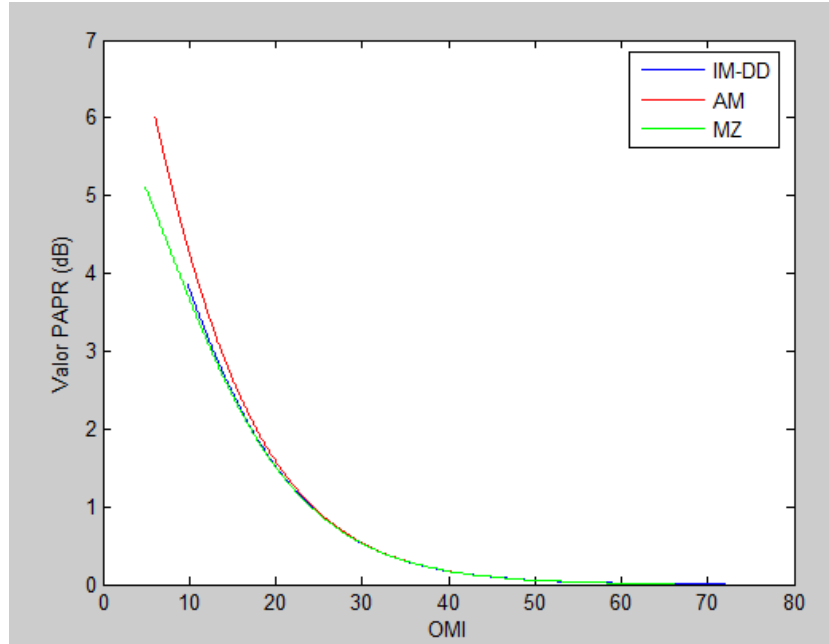


Fig. 2.4 Grafica PAPR vs OMI.

2.4 PREDISTORSIONADOR

Para solucionar el problema de la dispersión mencionado en el capítulo 1 podemos utilizar una señal AM. Para conseguir tenerla podemos usar un método basado en la predistorsión de la señal que inyectamos en los sistemas convencionales IM sin tener que hacer aproximaciones en pequeña señal.

El predistorsionador será un circuito no-lineal definido por los coeficientes de un polinomio que es la función característica entrada-salida del sistema. En VPI se dispone de un módulo *Poly. Lin* donde podremos introducir los coeficientes obtenidos mediante el desarrollo en serie de Taylor de la función de predistorsión que obtengamos del análisis.

2.4.1 Predistorsión con laser

Partimos de la expresión de la potencia óptica para IM (2.14), obtenida en el capítulo 1. Donde la G, P_o, I_0, I_{th} son los parámetros característicos del laser. En este caso $i(t) = V_{RF} \cdot y(t)$ es la señal que inyectamos en el laser, previamente alterada por el predistorsionador.

$$P_{opt} = P_o \cdot \left(1 + \frac{G}{I_0 - I_{th}} \cdot y(t)\right) \quad (2.17)$$

Para obtener la expresión del campo eléctrico (2.18) solo hemos de hacer la raíz cuadrada de la potencia (2.17):

$$E_{out} = \sqrt{P_o} \cdot \sqrt{1 + \frac{G}{I_0 - I_{th}} \cdot y(t)} \quad (2.18)$$

Como nuestro objetivo es obtener una modulación AM igualamos la expresión del campo IM con la de AM (2.19):

$$E_{out} = \sqrt{P_o} \cdot \sqrt{1 + \frac{G}{I_0 - I_{th}} \cdot y(t)} = \sqrt{P_o} \cdot (1 + x(t)) \quad (2.19)$$

Si simplificamos y tenemos en cuenta que $\frac{I_0 - I_{th}}{G} = 1V^{-1}$:

$$E_{out} = \sqrt{P_o} \cdot \sqrt{1 + y(t)} = \sqrt{P_o} \cdot (1 + x(t)) \quad (2.20)$$

Donde en este caso $x(t)$ e $y(t)$ son funciones normalizadas a 1V. A continuación, debemos despejar $y(t)$ para así poder hallar los coeficientes del predistorsionador.

$$y(t) = \left[(1 + x(t))^2 - 1 \right] = \left[x(t)^2 + 2x(t) \right] \quad (2.21)$$

$$y(t) = x(t)^2 + 2x(t) \quad (2.22)$$

De esta expresión podemos sacar los coeficientes del predistorsionador, que en el programa VPI serán 1, 2 y 0.

2.4.2 Predistorsión con Mach-Zehnder (caso ideal)

Como vemos en la figura 2.5 al predistorsionador le inyectamos una señal V_x que a la salida del predistorsionador será la señal V_y la cual junto con la señal de bias (V_b) inyectamos al modulador Mach-Zehnder. A la salida del modulador, la señal del campo eléctrico consideramos la misma vista en el capítulo 1 (1.11).

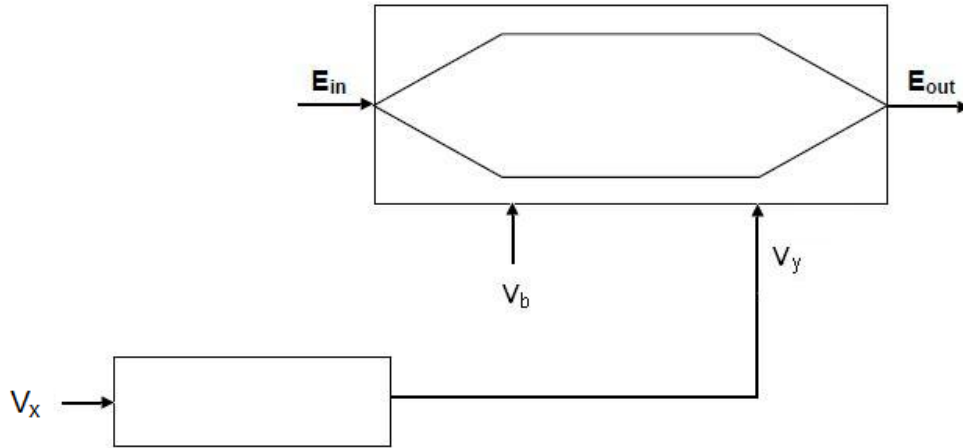


Fig. 2.5 Esquemático del modulador MZ y predistorsionador

$$E_{out} = E_{in} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot V_b}{2 \cdot V_{\pi}} + \frac{\pi \cdot V_y}{2 \cdot V_{\pi}}\right) \quad (2.23)$$

En la expresión anterior vemos que la V_x es la señal del generador tal como se puede observa en la figura 2.5, V_y es la señal de radiofrecuencia de entrada del modulador y V_b es el voltaje de bias de MZ.

Para poder obtener una señal lineal, en este caso una AM, igualamos nuestra expresión del campo eléctrico (2.23) a la expresión de la señal AM.

$$E_{out} = E_{in} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot V_b}{2 \cdot V_{\pi}} + \frac{\pi \cdot V_y}{2 \cdot V_{\pi}}\right) = \frac{E_{in}}{2} (1 + x(t)) \quad (2.24)$$

Donde $x(t)$ es:

$$x(t) = OMI \cdot \cos(\omega t) \quad (2.25)$$

Al hacer la igualación anterior podremos saber los parámetros de diseño del predistorsionador. Para esto desarrollamos la igualación anterior de la siguiente manera:

$$\cos\left(\frac{\pi \cdot V_b}{2 \cdot V_\pi} + \frac{\pi \cdot V_y}{2 \cdot V_\pi}\right) = \frac{1}{2}(1 + x(t)) \quad (2.26)$$

$$\left(\frac{\pi \cdot V_b}{2 \cdot V_\pi} + \frac{\pi \cdot V_y}{2 \cdot V_\pi}\right) = a \cos\left(\frac{1}{2}(1 + x(t))\right) \quad (2.27)$$

Los coeficientes que nos definirán el predistorsionador los encontraremos si hacemos el Taylor de la siguiente función:

$$\text{taylor}\left(a \cos\left(\frac{1}{2}(1 + x(t))\right)\right) \quad (2.28)$$

El resultado que obtenemos al realizar el Taylor es:

$$\frac{1}{3}\pi - \frac{1}{3}\sqrt{3}x - \frac{1}{18}\sqrt{3}x^2 - \frac{1}{27}\sqrt{3}x^3 - \frac{7}{324}\sqrt{3}x^4 - \frac{19}{1215}\sqrt{3}x^5 \quad (2.29)$$

Estos son los coeficientes que deberemos poner en el módulo PolyLin de VPI cuando queramos realizar simulaciones con predistorsionador. Una vez obtenido el Taylor, si queremos hallar la expresión de V_y debemos substituir el resultado del Taylor en la expresión 2.28, quedando la expresión siguiente:

$$\left(\frac{\pi \cdot V_b}{2 \cdot V_\pi} + \frac{\pi \cdot V_y}{2 \cdot V_\pi} \right) = \frac{\pi}{3} + \sum_{i=0}^N a_i \cdot x^i \quad (2.30)$$

Los cálculos teóricos anteriores no son equivalentes a los que necesitaremos para simular casos reales ya que necesitamos coeficientes con unidades de voltio y los que hemos encontrado son adimensionales.

Es por eso que vamos a denominar una tensión de normalización V_N que será de 1 voltio para facilitarnos los cálculos. El parámetro $a_i x^i$ es una multiplicación de dos parámetros que son adimensionales, pero en la realidad x^i corresponde a Vx que son voltios. Para que en la realidad, podamos tener que $a_i x^i$ son adimensionales hemos de definir la expresión 2.28 de la siguiente manera:

$$V_y = \frac{2V_\pi}{\pi} \cdot \sum_{i=0}^N \frac{a_i}{V_N^i} x^i \cdot V_N^i \quad (2.31)$$

El predistorsionador MZ tiene una Extinction Ratio (ER) finita lo que provoca que tenga ciertas limitaciones. Podemos ver que por un lado se reduce la eficiencia del predistorsionador, diseñado a partir de la función de transferencia ideal del Mach-Zehnder y por otro se produce un efecto llamado chirp. Este chirp es una fase residual que aparece y que se acopla a la modulación del MZ. Puede estar producido por dos efectos, uno como hemos dicho anteriormente es que el modulador tenga una ER finita debido a que no circula la misma cantidad de señal óptica en ambas ramas del interferómetro o bien debido a que la tensión que tenemos en cada una de las ramas no es la misma, son los denominados chirp óptico y eléctrico respectivamente. De estas limitaciones hablaremos en el capítulo siguiente donde las analizaremos.

2.4.3 Simulaciones

Podemos ver dos ejemplos del predistorsionador con MZ en caso ideal expresión (2.29) con diferentes ER.

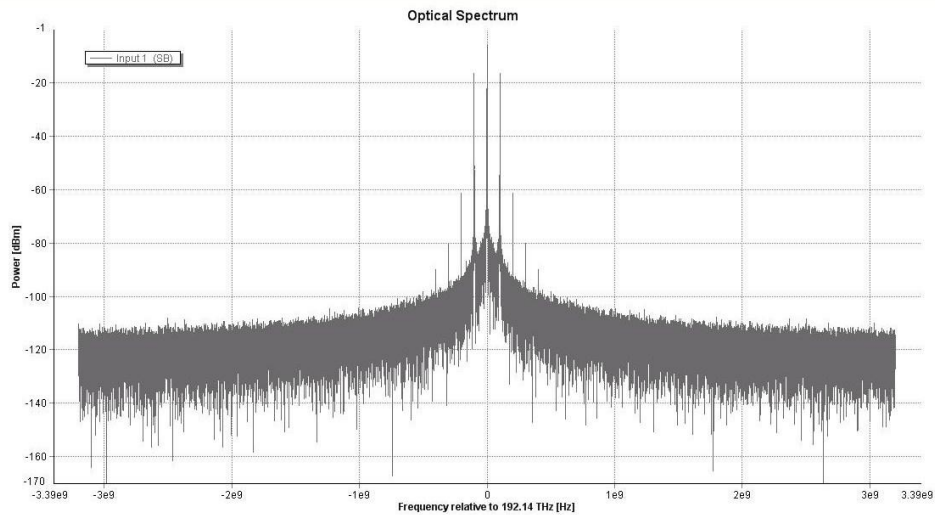


Fig. 2.6 Espectro a la salida del predist. Con ER=27 dB y m=0.6

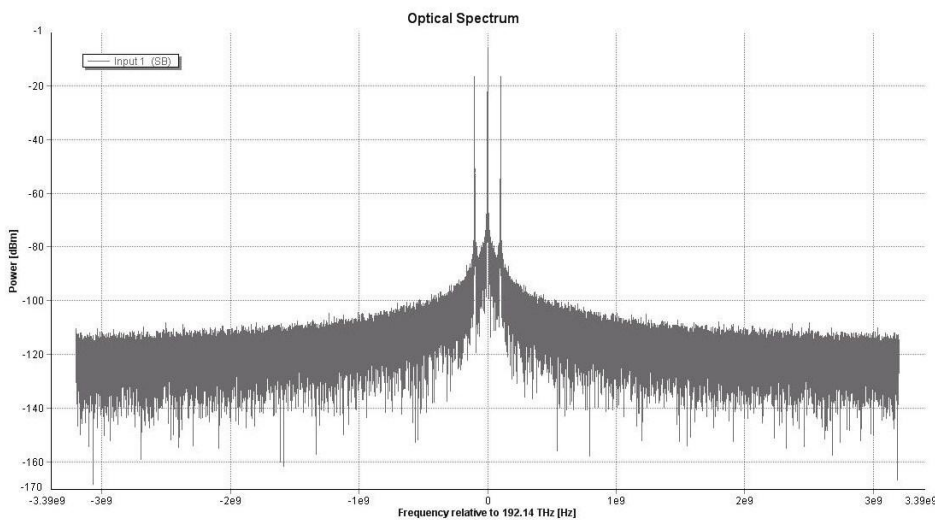


Fig. 2.7 Espectro a la salida del predist. Con ER=110 dB y m=0.6

La situación que nosotros quisiéramos tener sería la de la figura 2.7 ya que obtenemos una AM perfecta. Pero si nos fijamos tenemos una ER=110 dB, algo que en la realidad nunca tendremos ya que los dispositivos suelen tener 27 dB como es el caso de la figura 2.6. Podemos decir que este

predistorsionador no funciona siempre. Debemos plantearnos que hay un efecto que nos estamos teniendo en cuenta, es por eso que en el capítulo 4 realizaremos el análisis teniéndolo en cuenta. El objetivo será obtener el espectro de la figura (2.7) aún teniendo 27 dB de ER en el modulador.

3. EFECTOS NO IDEALES EN MODULADOR MZ:ER FINITA Y CHIRP

Como hemos visto anteriormente, uno de los problemas que encontramos en los moduladores es la Extinction Ratio (ER) finita que causa la aparición del chirp. En este capítulo definiremos y analizaremos como nos afecta el chirp.

3.1 Definición de chirp

Podríamos definirlo como una fase residual e indeseable $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ que se nos acopla en nuestra modulación causada por el modulador externo Mach-Zehnder. Consideramos la descomposición en módulo y fase del paso bajo equivalente del campo eléctrico asociado a la onda óptica:

$$E(t) = A(t) \cdot e^{j\varphi(t)} \quad (3.1)$$

Referido a un modulador de amplitud es útil definir como factor de mérito la relación entre la modulación de intensidad efectiva que produce el modulador y la modulación de fase residual que aparece. Es el que se conoce como parámetro alfa, definido por primera vez para moduladores de intensidad por Koyama e Iga [4], como muestra la expresión (3.2).

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} \simeq \alpha \cdot \frac{\partial I}{\partial t} \cdot \frac{1}{2I} \quad (3.2)$$

Como vemos en la anterior ecuación (3.2) el chirp podemos escribirlo como la relación entre α que es una constante que usaremos para poder cuantificarlo y el porcentaje de modulación de intensidad. De este modo redefinimos la expresión (3.2), dejándola en función de α :

$$\alpha \simeq 2I \cdot \frac{\partial \varphi / \partial t}{\partial I / \partial t} \quad (3.3)$$

3.2 Chirp eléctrico

Cuando se empezó a estudiar e investigar sobre los efectos indeseados de los moduladores externos Mach Zehnder, se creía que el chirp solo aparecía debido a que no había la misma cantidad de señal eléctrica en una rama que en otra [5].

Usualmente la señal que se aplica a los electrodos está formada por una señal continua que hace que podamos trabajar en el punto de cuadratura más una señal temporal.

$$x(t) \simeq \theta_b + \theta_{RF}(t) \quad (3.4)$$

Consideramos en campo eléctrico en este caso como:

$$E(t) = e^{jX_{RF}(t)} + e^{j(\theta_b + \eta \cdot X_{RF}(t))} \quad (3.5)$$

Donde θ_b es la tensión de bias normalizada, que sin pérdida de generalidad se ha tomado igual a cero en una de las ramas. Esto equivale a escoger el origen de tiempos de forma que en una de las ramas la fase sea cero.

Mientras que $X_{RF}(t)$ es el valor normalizado de tensión de cada rama y η es un valor comprendido entre 0 y 1 que es la relación entre las amplitudes de señal eléctrica aplicadas a cada rama.

Si expresamos la ecuación (3.5) en modulo y fase y simplificamos obtenemos:

$$E(t) = 2 \cdot e^{j \frac{(\eta+1)}{2} \cdot X_{RF}(t)} \cdot e^{j\theta_b} \cdot \cos\left(\frac{(\eta-1)}{2} \cdot X_{RF}(t) + \frac{\theta_b}{2}\right) \quad (3.6)$$

Para poder encontrar cuánto vale α , debemos saber cuál es la expresión que nos da la intensidad y la fase por lo que debemos igualar la ecuación (3.6) a $\sqrt{I} \cdot e^{j\varphi}$:

$$E(t) = 2 \cdot e^{j \frac{(\eta+1)}{2} \cdot X_{RF}(t)} \cdot e^{j\theta_b} \cdot \cos\left(\frac{(\eta-1)}{2} \cdot X_{RF}(t) + \frac{\theta_b}{2}\right) = \sqrt{I} \cdot e^{j\varphi} \quad (3.7)$$

De donde, a continuación, hallaremos el valor de la fase y de la intensidad:

$$\varphi = \frac{\eta+1}{2} \cdot X_{RF}(t) + \frac{\theta_b}{2} \quad (3.8)$$

$$I = \cos^2 \left(\frac{\eta-1}{2} \cdot X_{RF}(t) + \frac{\theta_b}{2} \right) \quad (3.9)$$

Al trabajar con señales ópticas ya sabemos que tendremos un retardo constante que se corresponde con una selección arbitraria del origen de tiempos.

Ahora realizamos las derivadas con nuestra fase (3.8) e intensidad (3.9) y las incorporamos a la ecuación (3.3) para poder hallar el valor de α . Como nosotras estamos trabajando en pequeña señal, aplicaremos la condición $X_{RF} \simeq 0$ y mostraremos el resultado del valor del chirp para pequeña señal como mostramos a continuación:

$$\alpha_{electrica} = - \frac{\cos \left(\frac{1}{2} \cdot \theta_b \right)}{\sin \left(\frac{1}{2} \cdot \theta_b \right)} \cdot \frac{\eta+1}{\eta-1} \quad (3.10)$$

Expresión que encontramos también en la literatura [6].

Se suele trabajar en el punto de cuadratura, por lo que:

$$\theta_b = \frac{\pi}{2} \quad (3.11)$$

Si aplicamos este cambio, ahora el valor de nuestro chirp es:

$$\alpha_{electrica} = - \frac{\eta+1}{\eta-1} \quad (3.12)$$

3.3 Chirp óptico

Viendo, en este último artículo [5], como los resultados no coincidían con la suposición de un chirp únicamente de origen eléctrico se intuyó que había más aportaciones del sistema que hacían aumentar el valor del chirp. Fue entonces cuando también se dedujo que había chirp si teníamos una ER finita debido a la asimetría del modulador externo.

En la siguiente imagen podemos ver claramente que si tenemos la misma fase pero con diferentes amplitudes en cada rama, al hacer la suma de las dos obtenemos una cierta fase residual, que es el chirp, en este caso óptico.

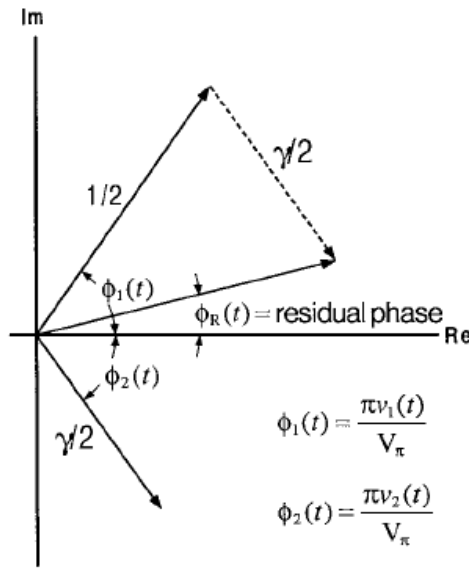


Fig 3.1 Diagrama fasor que muestra la fase residual a la salida del MZ, de [1].

Para saber el valor del factor α , como hemos hecho anteriormente analizaremos el campo a la salida del modulador con las condiciones anteriores para saber la intensidad y la fase en este caso. A continuación veremos qué valores tendrán estos parámetros.

Como hemos visto en los capítulos anteriores, el campo eléctrico a la salida del modulador es:

$$E_{out} = E_{in} \left[e^{j\frac{\theta_{b1}}{2}} + \gamma e^{-j\frac{\theta_{b2}}{2}} \right] \quad (3.13)$$

Donde θ_{b1} y θ_{b2} son las fases que hay en cada rama del modulador y que para nuestro caso particular (modo push-pull):

$$\theta_b = \theta_{b1} = -\theta_{b2} \quad (3.14)$$

Y γ se corresponde con la relación de señal óptica en cada una de las ramas interferométricas.

A partir de la expresión (3.13), si la igualamos a $\sqrt{I} \cdot e^{j\varphi}$ podemos deducir la intensidad instantánea:

$$I = \frac{E_{in}^2}{4} \left\{ 1 + \gamma^2 + 2 \cdot \gamma \cdot \cos\left(\frac{\theta_{b1}}{2} - \frac{\theta_{b2}}{2}\right) \right\} \quad (3.15)$$

Y si aplicamos la condición (3.14):

$$I = \frac{E_{in}^2}{4} \{ 1 + \gamma^2 + 2 \cdot \gamma \cdot \cos(\theta_b) \} \quad (3.16)$$

La fase instantánea será:

$$\varphi = \arctg \left(\frac{(1 - \gamma) \cdot \sin \frac{\theta_b}{2}}{(1 + \gamma) \cdot \cos \frac{\theta_b}{2}} \right) \quad (3.17)$$

Podemos considerar el caso ideal cuando $\gamma = 1$ si seguimos el apunte de la expresión (3.13).

De este modo si sustituimos $\gamma = 1$ a las formulas para la intensidad y la fase instantáneas obtenemos que:

$$I = \frac{E_{in}^2}{4} \{ 1 + \gamma^2 + 2 \cdot \gamma \cdot \cos(\theta_b) \} = \frac{E_{in}^2}{4} \{ 1 + 1^2 + 2 \cdot 1 \cdot \cos(\theta_b) \} = E_{in}^2 \cdot \cos^2(\theta_b) \quad (3.18)$$

$$\varphi_{\sin_pred} = \arctg \left(\frac{(1-\gamma) \cdot \sin \frac{\theta_b}{2}}{(1+\gamma) \cdot \cos \frac{\theta_b}{2}} \right) = \arctg \left(\frac{(1-1) \cdot \sin \frac{\theta_b}{2}}{(1+1) \cdot \cos \frac{\theta_b}{2}} \right) = \arctg \left(\frac{0}{2} \cdot \tan \left(\frac{\theta_b}{2} \right) \right) = 0 \quad (3.19)$$

Como cabía esperar, la particularización nos da el caso ideal.

A continuación procederemos al cálculo del chirp para un caso real sin predistorsión teniendo en cuenta las formulas anteriores (3.16) y (3.17).

Primero deberemos realizar las derivadas de la fase y de la intensidad respecto del tiempo y aplicar a continuación la formula (3.3).

Nosotros hemos realizado todos estos cálculos con el programa Matlab. En el anexo se puede ver el código escrito donde aparecen también los resultados intermedios obtenidos.

$$\alpha_{optico} = \frac{1}{4} \cdot \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma \cdot \cos \left(\frac{\theta_b}{2} \right) \cdot \sin \left(\frac{\theta_b}{2} \right)} \quad (3.20)$$

Particularizaremos los resultados para en el punto de cuadratura, ya que es el punto de trabajo habitual $\theta_b = \frac{\pi}{2}$.

$$\alpha_{optico} = \frac{1}{2} \cdot \frac{(\gamma^2 - 1)}{\gamma} \quad (3.21)$$

3.4 Chirp total

A continuación analizaremos el caso en que nos encontramos tanto con chirp óptico como con chirp eléctrico en una misma situación.

Ahora el campo a la salida será:

$$E_{out} = e^{jX_{RF}(t)} + \gamma \cdot e^{j(\theta_b + \eta \cdot X_{RF}(t))} = e^{j\frac{\theta_b}{2}} \cdot e^{j\frac{(\eta+1)}{2} \cdot X_{RF}(t)} \left[e^{-j\frac{(\eta-1)}{2} \cdot X_{RF}(t)} \cdot e^{-j\frac{\theta_b}{2}} + \gamma \cdot e^{j\frac{(\eta-1)}{2} \cdot X_{RF}(t)} \cdot e^{j\frac{\theta_b}{2}} \right] \quad (3.22)$$

Donde podemos ver que nuestra señal eléctrica no será la misma en cada rama como nos muestra el parámetro η como tampoco nuestra señal óptica caracterizada por γ .

Para encontrar la fase y la intensidad, como hemos hecho anteriormente, igualamos la ecuación (3.22) a dicha condición:

$$E_{out} = e^{j\frac{\theta_b}{2}} \cdot e^{j\frac{(\eta+1)}{2} \cdot X_{RF}(t)} \left[e^{-j\frac{(\eta-1)}{2} \cdot X_{RF}(t)} \cdot e^{-j\frac{\theta_b}{2}} + \gamma \cdot e^{j\frac{(\eta-1)}{2} \cdot X_{RF}(t)} \cdot e^{j\frac{\theta_b}{2}} \right] = \sqrt{I} \cdot e^{j\phi} \quad (3.23)$$

A partir de esta última ecuación, podemos extraer el valor de la intensidad y de la fase:

$$I = 1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \left[2 \left(\frac{\theta_b}{2} + \frac{\eta+1}{2} \cdot X_{RF}(t) \right) \right] \quad (3.24)$$

$$\phi = \frac{\theta_b}{2} + \frac{\eta+1}{2} \cdot X_{RF}(t) - \arctg \left(\frac{(1-\gamma) \cdot \sin \left(\frac{\theta_b}{2} + \frac{\eta-1}{2} \cdot X_{RF}(t) \right)}{(1+\gamma) \cdot \cos \left(\frac{\theta_b}{2} + \frac{\eta-1}{2} \cdot X_{RF}(t) \right)} \right) \quad (3.25)$$

Para facilitar los cálculos, aplicamos:

$$\phi = \left(\frac{\theta_b}{2} + \frac{\eta-1}{2} \cdot X_{RF}(t) \right) \quad (3.26)$$

Por lo que las expresiones de fase e intensidad quedan de la siguiente manera:

$$I = 1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos(2\phi) \quad (3.27)$$

$$\varphi = \frac{\eta+1}{2} \cdot X_{RF}(t) - \arctg\left(\frac{(1-\gamma)}{(1+\gamma)} \cdot \tan(\phi)\right) \quad (3.28)$$

Como podemos observar, la ecuación (3.28) es la suma de las expresiones (3.8) y (3.17) que son los dos efectos que nos aparecen en la fase.

Teniendo en cuenta que nuevamente trabajamos en pequeña señal, si hacemos las respectivas derivadas y calculamos cuánto vale el chirp según la fórmula (3.3), obtenemos la siguiente expresión (3.29) que sirve para cualquier tensión de bias que se aplique:

$$\alpha_{total} = -\frac{\eta \cdot \gamma \cdot \cos(\theta_b) + \gamma \cdot \cos(\theta_b) + \eta \cdot \gamma^2 + 1}{\gamma \cdot (\eta - 1) \cdot \sin(\theta_b)} \quad (3.29)$$

Esta expresión particularizada para nuestro punto de cuadratura, usando la condición (3.11), obtenemos:

$$\alpha_{total} = -\frac{\eta \cdot \gamma^2 + 1}{\gamma \cdot (\eta - 1)} \quad (3.30)$$

En un caso ideal donde no habría ninguna aportación del chirp, $\alpha_{total} = 0$. Podemos comprobar que es así, si las siguientes condiciones las aplicamos a la expresión anterior (3.30):

$$\begin{aligned} \eta &= -1 \\ \gamma &= 1 \end{aligned} \quad (3.31)$$

3.5 Comprobación

Las expresiones del chirp que hemos hallado anteriormente podemos reescribirlas para un caso general, sin tener en cuenta la particularización del punto de cuadratura. Partimos de la expresión del chirp total:

$$\alpha_{total} = -\frac{\eta \cdot \gamma \cdot \cos(\theta_b) + \gamma \cdot \cos(\theta_b) + \eta \cdot \gamma^2 + 1}{\gamma \cdot (\eta - 1) \cdot \sin(\theta_b)} \quad (3.32)$$

Si queremos obtener el chirp eléctrico a partir del total, aplicamos las condiciones que nos definen el chirp eléctrico:

$$\begin{aligned} \eta &\neq 1 \\ \gamma &= -1 \end{aligned} \quad (3.33)$$

Aplicando las condiciones (3.33) en la ecuación (3.32), obtenemos que el chirp eléctrico es:

$$\alpha_{electrica} = -\frac{\eta \cdot \cos(\theta_b) + \cos(\theta_b) + \eta + 1}{(\eta - 1) \cdot \sin(\theta_b)} \quad (3.34)$$

De la expresión anterior, si aplicamos las formulas del ángulo mitad obtenemos la siguiente expresión que es la misma que hemos obtenido en el apartado 3.2:

$$\alpha_{electrica} = -\frac{(\eta + 1) \cos\left(\frac{\theta_b}{2}\right)}{(\eta - 1) \cdot \sin\left(\frac{\theta_b}{2}\right)} \quad (3.35)$$

A continuación encontraremos el chirp óptico partiendo también del chirp total (3.32), con las condiciones siguientes:

$$\begin{aligned} \eta &= -1 \\ \gamma &\neq 1 \end{aligned} \quad (3.36)$$

Aplicamos las condiciones (3.36) en la ecuación (3.32), y si simplificamos llegamos a la expresión siguiente de chirp óptico:

$$\alpha_{optico} = \frac{\gamma^2 - 1}{2 \cdot \gamma \cdot \sin(\theta_b)} \quad (3.37)$$

Anteriormente, hemos dicho que $\alpha_{total} \simeq \alpha_{electrico} + \alpha_{optico}$, podemos comprobar que todos los resultados obtenidos son los esperados con una simulación en Matlab.

Hemos pintado en Matlab la función del chirp total (3.30) en el punto de cuadratura para unos márgenes de:

$$\begin{aligned} -1 < \eta < -0.8 \\ 1 < \gamma < 1.2 \end{aligned} \quad (3.38)$$

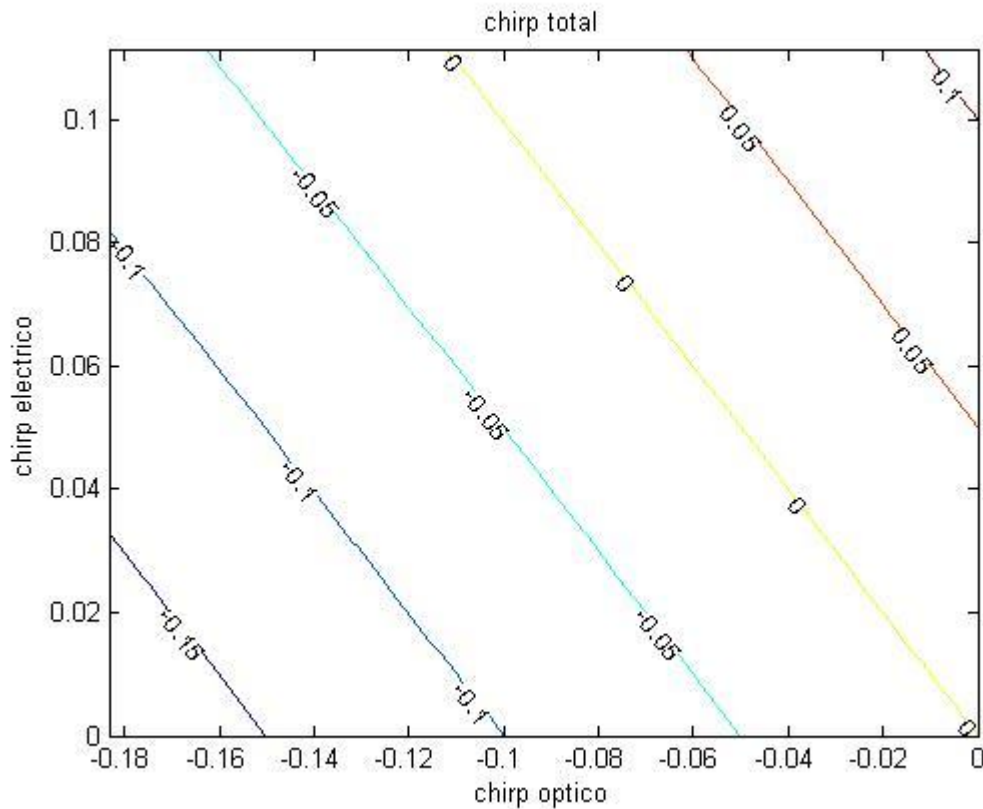


Fig 3.2 Grafica de los niveles del chirp total en función del chirp eléctrico y óptico

Comparamos la figura 3.4 con la siguiente que nos muestra la suma del chirp eléctrico más el óptico.

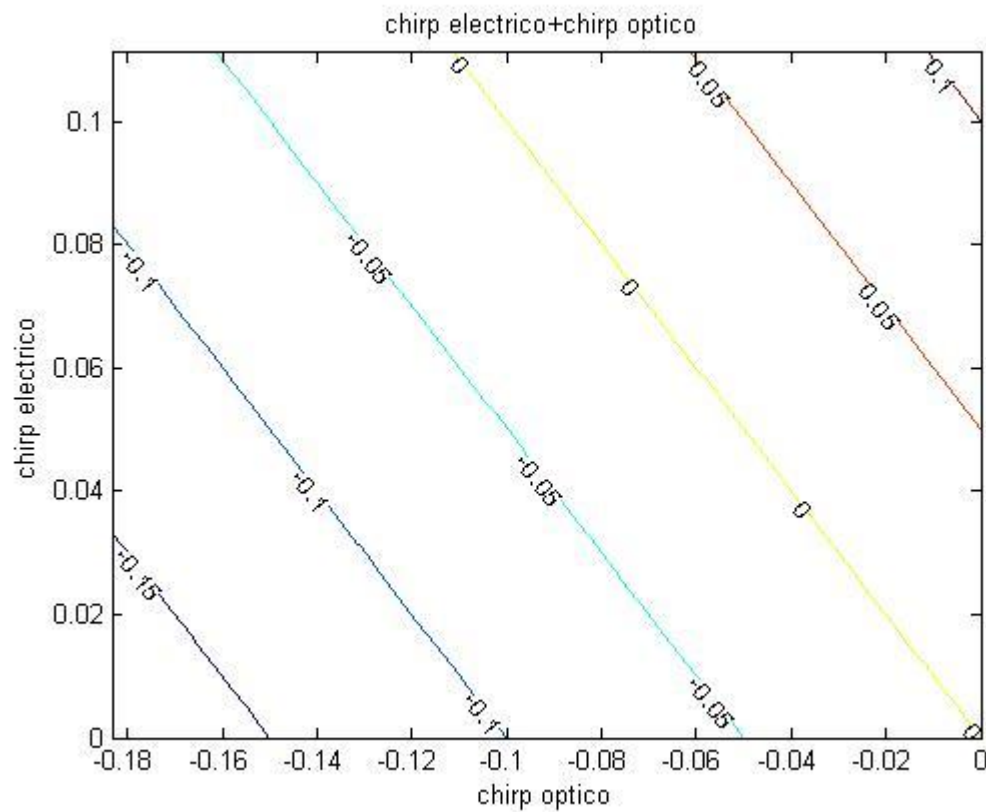


Fig 3.3 Grafica de los niveles de la suma del chirp eléctrico y óptico en función de ambos

Aunque a través de las expresiones no resulta obvio en estas figuras podemos ver el valor del chirp total es aproximadamente el mismo que si sumamos los efectos del chirp individuales, hay una mínima diferencia apreciable si superponemos ambas gráficas. Para visualizar la diferencia realizamos la resta de las figuras anteriores, 3.2 y 3.3:

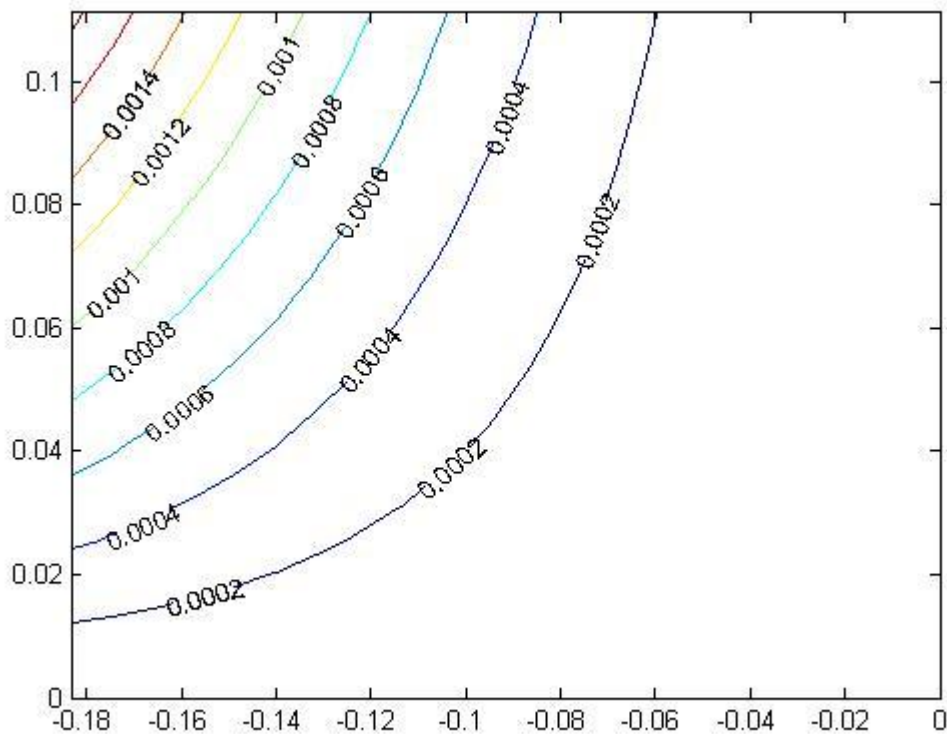


Fig 3.4 Grafica de la diferencia de resultados entre las figuras 3.2 y 3.3

En esta última gráfica podemos ver como las diferencias son prácticamente nulas con valores que rondan las milésimas.

Hemos de tener en cuenta, que si ampliamos estos márgenes (3.38), habrá variaciones en las simulaciones.

En el artículo '*Chirp-Inducing Mechanisms in Mach-Zehnder Modulators and Their Effect on 10 Gb/s NRZ Transmission Studied Using Tunable-Chirp Single Drive Devices*' que aparece en el anexo realizan un análisis teórico y simulaciones. El análisis teórico no nos parece muy riguroso pero aun así sus resultados se aproximan muy bien a las simulaciones que también hacen sobre un sistema real. Se han realizado unas graficas análogas a las nuestras. Hemos contrastado los resultados y hemos comprobado que existe concordancia.

4. PREDISTORSIONADOR PARA MODULADOR MZ CON ER FINITA

En este apartado, analizaremos el caso en que la ER es finita, es decir, el caso no ideal.

Llegaremos a una expresión que nos definirá nuestro predistorsionador y veremos a partir de simulaciones que logramos conseguir señales AM perfectas como habíamos planteado al inicio. También veremos el efecto que tiene el chirp sobre el espectro de la señal AM.

4.1 Predistorsión con Mach-Zehnder (caso real)

A continuación realizaremos los cálculos para diseñar un predistorsionador cuando nos encontramos en una situación real, en que la ER finita es un efecto relevante.

4.1.1 Diseño

Para el caso real suponemos que la cantidad de señal no es la misma en cada rama, la cuantificaremos usando el parámetro α . Podemos hacer una estimación de lo que tendremos en cada rama tal y como muestra la figura (4.1).

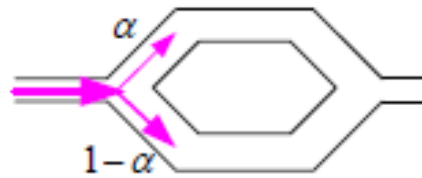


Fig. 4.1

A la salida del modulador, el campo eléctrico será el de la expresión (4.1), y lo simplificaremos para facilitar los próximos cálculos.

$$E_{out} = E_{in} \left[\alpha e^{j\theta_e} + (1-\alpha) \cdot e^{-j\theta_e} \right] = E_{in} \cdot \alpha \left[e^{j\theta_e} + \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) \cdot e^{-j\theta_e} \right] \quad (4.1)$$

En esta expresión nos aparece α que anteriormente hemos dicho que nos indicara la diferencia de señal de cada rama, la agruparemos y la reemplazaremos por γ para facilitar los cálculos posteriores. También aparece

θ_e que hemos de tener en cuenta que es la suma de la tensión de bias más la tensión de RF:

$$\theta_e = \theta_b + \theta_{RF} \quad (4.2)$$

Hacemos el modulo y fase de la expresión (4.1):

$$E_{out} = \sqrt{1 + \gamma^2 + 2\gamma \cdot \cos(2 \cdot \theta_e)} \cdot \arctg\left(\frac{1 - \gamma \cdot \sin \theta_e}{1 + \gamma \cdot \cos \theta_e}\right) \quad (4.3)$$

A continuación igualamos el modulo de la ecuación (4.3) a $k(1+x)$, que es la condición para obtener una modulación AM:

$$\sqrt{1 + \gamma^2 + 2\gamma \cdot \cos(2 \cdot \theta_e)} = k(1+x) \quad (4.4)$$

De la expresión (4.4) despejamos θ_e (4.5). A partir de aquí podremos saber el valor de V_y (4.6):

$$\theta_e = \frac{1}{2} a \cos\left(\frac{k^2(1+x)^2 - (1 + \gamma^2)}{2\gamma}\right) \quad (4.5)$$

$$V_y = \frac{V_\pi}{\pi} \cdot \frac{1}{2} a \cos\left(\frac{k^2(1+x)^2 - (1 + \gamma^2)}{2\gamma}\right) \quad (4.6)$$

Para diseñar el predistorsionador tenemos que saber qué coeficientes lo definirán, es por eso que haremos el Taylor de θ_e para encontrarlos. Los coeficientes obtenidos quedaran en función de γ , por lo que podemos particularizarlos según el valor de Extinction Ratio que tengamos.

En el anexo hemos adjuntado el código en Matlab donde se puede ver el valor de los coeficientes en función de γ , como también el valor que tienen cuando definimos una γ concreta.

Hemos comprobado que si sustituimos en los coeficientes el valor de $\gamma = 1$ obtenemos los mismos coeficientes que en el caso ideal (ER infinita) explicado en el capítulo 2.

4.1.2 Simulaciones

Usando el programa VPI, vamos a realizar simulaciones del predistorsionador para comprobar cómo a la salida del sistema obtenemos señales AM.

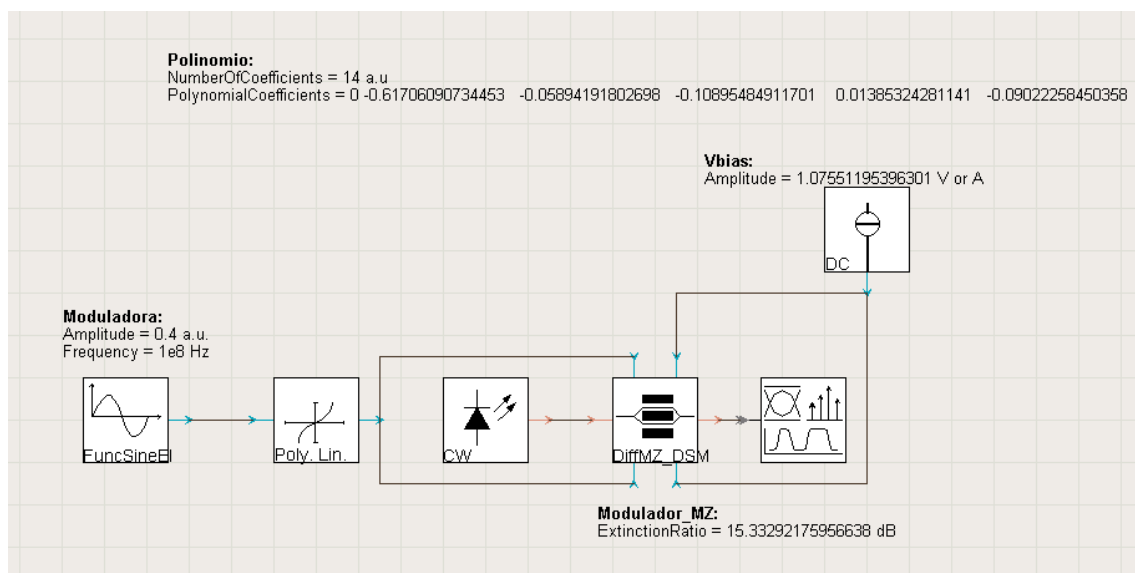


Fig 4.2 Esquema predistorsionador

En este esquema podemos ver los diferentes bloques que componen nuestro sistema predistorsionador. Tenemos una entrada que será una señal senoidal, a continuación en el bloque *Poly. Lin.* Escribimos los coeficientes de Taylor que hemos obtenido anteriormente con la ayuda de un programa hecho en Matlab que hemos adjuntado en el anexo.

En el bloque DC pondremos la tensión de bias que se corresponderá con el primer coeficiente de la serie de Taylor.

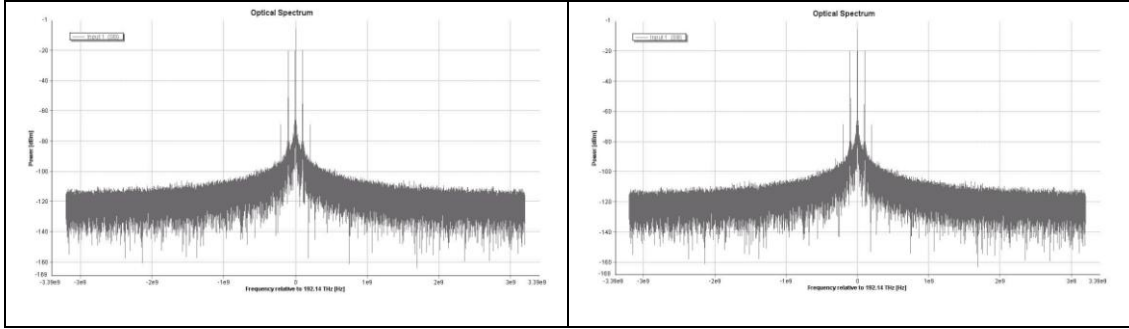


Fig 4.3 Comparación de simulación con predistorsionador caso ideal (izquierda) y caso real (derecha) con ER=27dB y m=0.4.

Con este diseño pensábamos que arreglaríamos el problema que encontrábamos con el predistorsionador ideal, pero vemos que no, la mejora no es lo suficientemente buena. Pensamos que el problema podría provenir del chirp, que no compensamos. A continuación hacemos un análisis de cuál puede ser el efecto del chirp.

En el capítulo 5 veremos una solución al problema pero cambiando la configuración del modulador.

4.2 Chirp

Los cálculos que tenemos que realizar para obtener el valor del chirp serán parecidos a los realizados anteriormente en el capítulo 3, concretamente en el apartado del chirp óptico. La simulación sólo tiene en cuenta este chirp, proveniente de una ER finita. En un caso real nos encontraríamos con los dos tipos de chirp pero así como el chirp óptico es fácil de cuantificar puesto que el valor de ER se obtiene directamente de la función de transferencia del MZ y suele aparecer en los datasheets, el chirp eléctrico no es tan fácil de cuantificar en un caso real.

Hemos de tener en cuenta que estamos trabajando en el caso con predistorsionador, por lo que habrá que hacer particularizaciones para este caso.

Empezaremos, recordando que, el chirp óptico se caracteriza porque en las dos ramas del modulador no hay la misma cantidad de señal óptica. El parámetro γ nos expresara esta diferencia. Podemos relacionar γ con α (figura 4.1) de la siguiente manera:

$$\gamma = \frac{1-\alpha}{\alpha} \quad (4.7)$$

Y a su vez con el Extinction Ratio (ER):

$$ER = 20 \cdot \log \left(\frac{1}{1 - 2\alpha} \right) = 20 \cdot \log \left(\frac{1 + \gamma}{1 - \gamma} \right) \quad (4.8)$$

A continuación procederemos a los cálculos del chirp, definido como:

$$\alpha \simeq 2I \cdot \frac{\partial \varphi / \partial t}{\partial I / \partial t} \quad (4.9)$$

El campo a la salida del modulador será:

$$E_{out} = E_{in} \left[e^{j\theta_e} + \gamma \cdot e^{j\theta_e} \right] \quad (4.10)$$

Tal y como hemos visto en las ecuaciones (4.1) y (4.2) podemos extraer que la fase es:

$$\varphi = -\arctg \left(\frac{1 - \gamma \cdot \sin \theta_e}{1 + \gamma \cos \theta_e} \right) \quad (4.11)$$

Donde θ_e , como hemos visto anteriormente es:

$$\theta_e = \frac{1}{2} a \cos \left(\frac{k^2(1+x)^2 - (1+\gamma^2)}{2\gamma} \right) \quad (4.12)$$

Por lo que si sustituimos la expresión (4.12) en la (4.11) y simplificamos, nos queda que:

$$\varphi = \arctg \left(\frac{(1-\gamma)}{(1+\gamma)} \cdot \tan \left(\frac{k^2(1+x)^2 - (1+\gamma^2)}{2\gamma} \right) \right) \quad (4.13)$$

Una vez tenemos la fase, debemos encontrar la intensidad, que es el cuadrado del modulo del campo que ya la habíamos encontrado en el apartado anterior:

$$I = 1 + \gamma^2 + 2\gamma \cdot \cos(2 \cdot \theta_e) \quad (4.14)$$

Si derivamos la fase (4.13) y la intensidad (4.14) y aplicamos la formula (4.9), obtenemos cuánto vale el chirp, aproximado ya a pequeña señal donde $x \approx 0$:

$$\alpha_{chirp_pred} = \frac{(1-\gamma^2)}{\sqrt{4-\gamma^2} \cdot \gamma \cdot \left[-1 - 2\gamma + 4\gamma \cdot \cos \left(\frac{1}{2} a \cos \left(\frac{1}{2} \gamma \right) \right)^2 - \gamma^2 \right]} \quad (4.15)$$

Estos cálculos los hemos realizado con Matlab, en el anexo se ha adjuntado el programa donde se pueden ver los cálculos intermedios.

Hemos querido comparar como varia el chirp óptico con predistorsionador con el caso sin predistorsionador calculado en el capítulo 3. Hemos realizado con Matlab una gráfica que nos muestra el valor del chirp en función de γ .

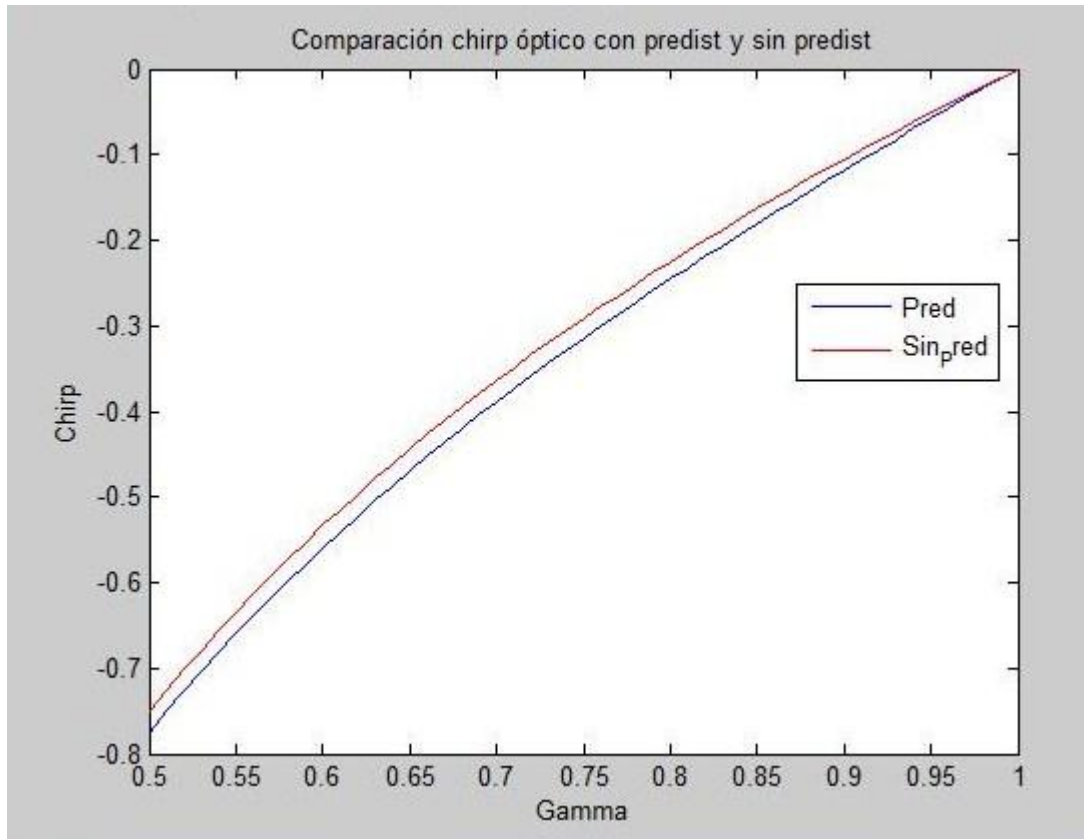


Fig. 4.4 Gráfica comparativa del chirp óptico.

Como podemos ver, la diferencia entre ambos chirps es muy pequeña y con el predistorsionador no se introducen mejoras pero tampoco nos afecta muy negativamente, es debido a que solamente hemos igualado el modulo del campo a la condición de AM.

Igualmente, no podemos descartar que el chirp residual no afecte al espectro de forma que no consigamos obtener la modulación AM perfecta que esperamos. A continuación presentamos un estudio a partir de la FFT de la señal de salida del modulador en Matlab para cuantificar el efecto del chirp residual sobre el espectro de la señal óptica.

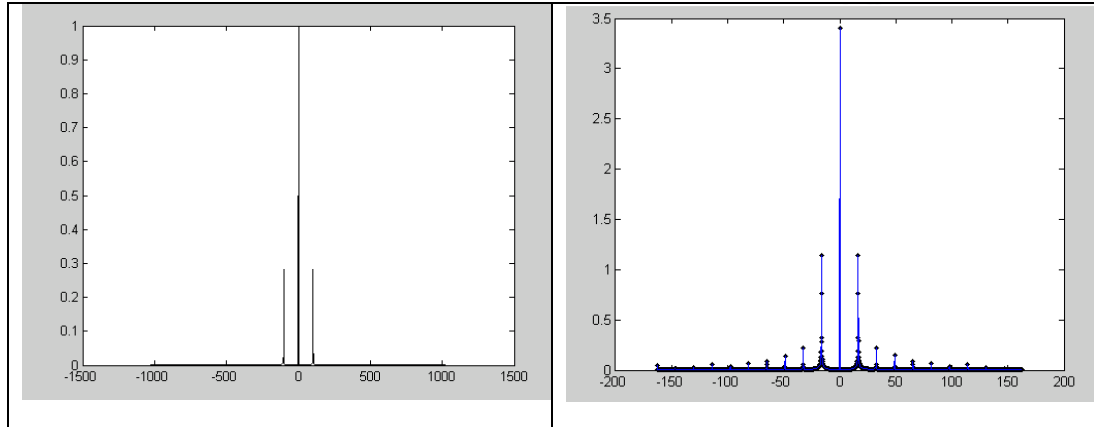


Fig 4.5 Comparación del espectro en Matlab simulado con predistorsionador caso ideal (izquierda) y caso real (derecha) con $ER=27\text{dB}$ y $m=0.6$.

Vemos que efectivamente el efecto del chirp sobre el espectro puede ser relevante para ER pobres y m altas. Nos planteamos si existe manera de conseguir una AM compensando también el chirp. En el capítulo siguiente presentamos una configuración basada en modulador dual-drive (con acceso independiente a cada uno de los electrodos) para conseguir la modulación AM perfecta. Al actuar de manera diferenciada sobre cada uno de los electrodos, se puede argumentar que estamos provocando cierta dosis de chirp eléctrico para compensar el chirp óptico y así conseguir un espectro AM perfecto.

5. PREDISTORSIONADOR PARA MODULADOR MZ EN MODO DUAL-DRIVE

Como hemos visto en el capítulo anterior, con el predistorsionador que habíamos diseñado no cumplimos el objetivo principal que nos habíamos propuesto, obtener una AM perfecta.

En este capítulo vamos a estudiar otro modo de realizar un predistorsionador mediante un cambio en la configuración del Mach-Zehnder, utilizar el modo dual-drive que consiste en tener dos accesos independientes, uno por rama.

5.1 Diseño

En el modo dual-drive suponemos que enviamos a cada rama del Mach-Zehnder una señal distinta, en este caso y_1 e y_2 respectivamente como aparece en la figura 5.1.

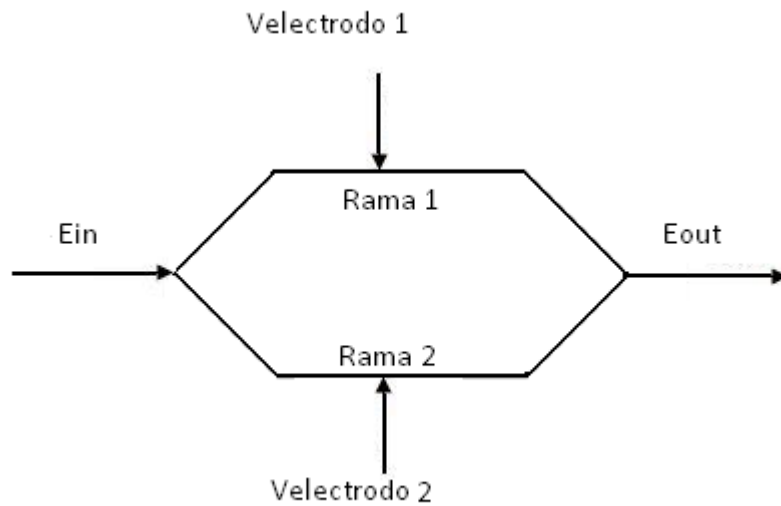


Fig. 5.1 Esquema modulador MZ en modo dual-drive

A la salida del modulador, el campo eléctrico será el de la expresión (5.1), y lo simplificaremos para facilitar los próximos cálculos.

$$E_{out} = \frac{1}{1+\gamma} \left[e^{j\pi \frac{V_L}{V_\pi} y_1} + \gamma e^{j\pi \frac{V_L}{V_\pi} y_2} \right] = \frac{e^{j.m.(y_1+y_2)}}{1+\gamma} \left(e^{j.m.(y_1-y_2)} + \gamma e^{-j.m.(y_1-y_2)} \right) \quad (5.1)$$

En esta expresión (5.1) nos aparece el termino $\frac{1}{1+\gamma}$ para poder normalizar a 1 el valor de γ .

Podemos expresar el campo eléctrico también de la siguiente manera:

$$E_{out} = \sqrt{I} \cdot e^{j\phi} \quad (5.2)$$

Por lo que si igualamos y despejamos hallaremos el modulo (5.4) y la fase (5.3) correspondientes a la expresión 5.1.

$$\phi = m(y_1 + y_2) + \tan^{-1} \left(\frac{1-\gamma}{1+\gamma} \cdot \tan(m(y_1 - y_2)) \right) \quad (5.3)$$

$$I = \frac{1 + \gamma^2 + 2\gamma \cdot \cos(2m(y_1 - y_2))}{(1 + \gamma)^2} \quad (5.4)$$

Como nuestro objetivo es obtener una modulación AM igualamos la expresión de la intensidad con la de AM $\frac{1}{2}(1+x)$ (5.5):

$$I = \frac{1 + \gamma^2 + 2\gamma \cdot \cos(2m(y_1 - y_2))}{(1 + \gamma)^2} = \frac{1}{4}(1+x)^2 \quad (5.5)$$

A continuación hallaremos los valores de y_1 e y_2 ya que para diseñar el predistorsionador tendremos que encontrar los coeficientes de Taylor correspondientes. Para eso, hemos de seguir varios pasos.

A partir de la expresión anterior (5.5), encontramos $(y_1 - y_2)$:

$$y_1 - y_2 = \frac{1}{2m} \cdot a \cos \left(\frac{\frac{1}{4} \cdot (1+x)^2 \cdot (1+\gamma)^2 - (1+\gamma^2)}{2\gamma} \right) = f(x) \quad (5.6)$$

En segundo lugar, igualamos la fase a 0 para poder hallar (y_1+y_2).

$$y_1 + y_2 = -\frac{1}{m} \cdot \tan^{-1} \left(\frac{1-\gamma}{1+\gamma} \cdot \tan(f(x)) \right) \quad (5.7)$$

Por último, si resolvemos el sistema de ecuaciones que forman las expresiones (5.6) y (5.7) encontraremos las funciones correspondientes a y_1 e y_2 .

$$y_1 = -\frac{1}{2m} \cdot \tan^{-1} \left(\frac{1-\gamma}{1+\gamma} \cdot \tan(f(x)) \right) + \frac{1}{4m} \cdot a \cos \left(\frac{\frac{1}{4} \cdot (1+x)^2 \cdot (1+\gamma)^2 - (1+\gamma^2)}{2\gamma} \right) \quad (5.8)$$

$$y_2 = -\frac{1}{2m} \cdot \tan^{-1} \left(\frac{1-\gamma}{1+\gamma} \cdot \tan(f(x)) \right) - \frac{1}{4m} \cdot a \cos \left(\frac{\frac{1}{4} \cdot (1+x)^2 \cdot (1+\gamma)^2 - (1+\gamma^2)}{2\gamma} \right) \quad (5.9)$$

Como hemos dicho anteriormente, para diseñar el predistorsionador necesitamos saber que coeficientes lo definirán. Es por eso que hacemos el Taylor de y_1 e y_2 . Este cálculo lo realizaremos con Matlab, mediante el programa que figura en el anexo. Para ello, elegiremos en VPI $V_{pi} = \pi$ en el modulador y $m=1$ y utilizaremos un valor de γ que será su inversa ya que como se verá más adelante nos interesa que γ sea menor que 1 si aplicamos y_1 a la rama superior.

5.2 Simulaciones

A continuación, vamos a simular con VPI para comprobar que obtenemos los resultados esperados.

Como vemos en la figura 5.2, a diferencia del modo push-pull, añadimos dos entradas al modulador MZ diferentes, en una habrá los coeficientes obtenidos mediante el Taylor del polinomio y_1 y en la otra los coeficientes

correspondientes del polinomio y_2 . Es importante que la adjudicación de funciones a los electrodos coincida con la elección del valor de γ . Así si aplicamos y_1 a la rama superior e y_2 a la inferior deberemos aplicar $\gamma < 1$, y si lo hacemos a la inversa deberá ser $\gamma > 1$.

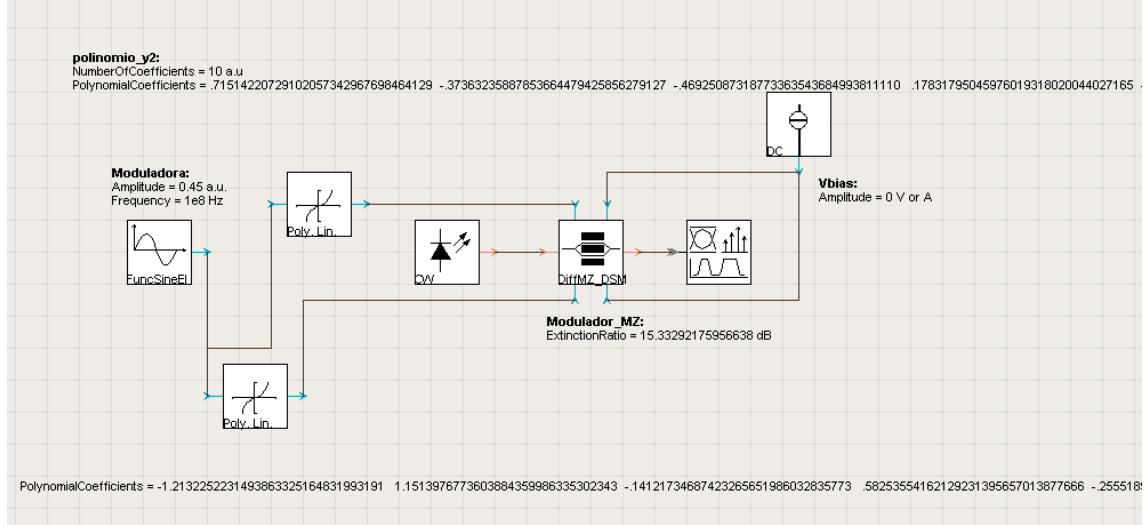


Fig. 5.2 MZ modo dual-drive con coeficientes Taylor

Para este caso, hemos de re calcular ER con la siguiente expresión, puesto que VPI realiza una aproximación para el cálculo de ER, tal y como se explica en la ayuda del VPI:

$$ER = 10 \cdot \log \left(\frac{\gamma^2 + 1}{\left(\frac{1}{2} - \frac{\gamma^2}{2} \right)^2} \right) \quad (5.10)$$

En la figura 5.3 podemos ver como para $ER = 15.33292175956638$, que se corresponde con un valor de $\gamma = 0.7$, es posible conseguir AM perfectas hasta $m = 0.45$ usando 10 coeficientes en el desarrollo en Serie de Taylor. Por encima de este valor aparecen unas pequeñas bandas residuales que podemos atribuir a falta de precisión en el desarrollo en serie de Taylor.

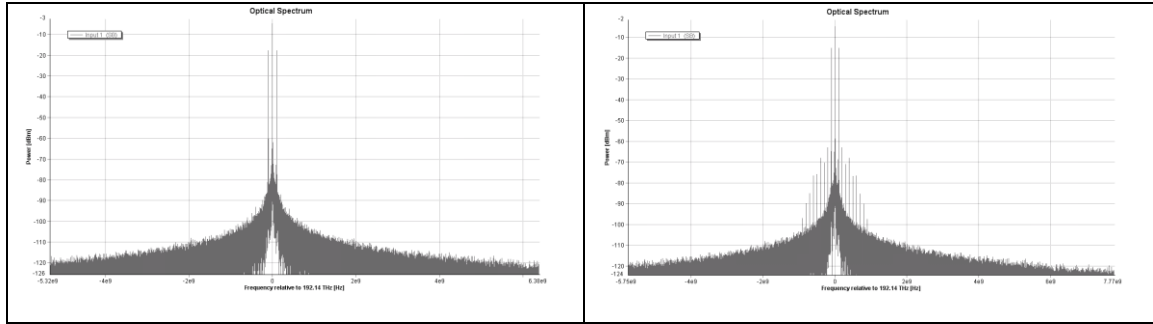


Fig. 5.3 Comparación Espectro MZ modo dual-drive con coeficientes Taylor para ER=15.33 dB y $m=0.45$ (derecha) $m=0.6$ (izquierda)

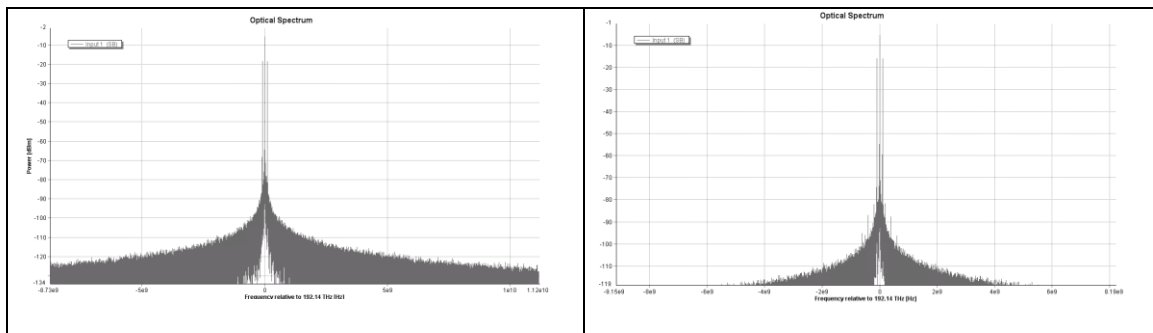


Fig. 5.4 Comparación Espectro MZ modo dual-drive con coeficientes Taylor para ER=25.59 dB y $m=0.45$ (derecha) $m=0.6$ (izquierda)

A continuación nos planteamos insertar en VPI un módulo que realice las funciones de predistorsión exactas.

El esquema de simulación se corresponde con la figura 5.5: introduciremos directamente las dos funciones y_1 e y_2 en el bloque llamado 'phyton'. Hemos de escribirlas poniendo el valor de γ que corresponda a la ER seleccionada en el modulador.

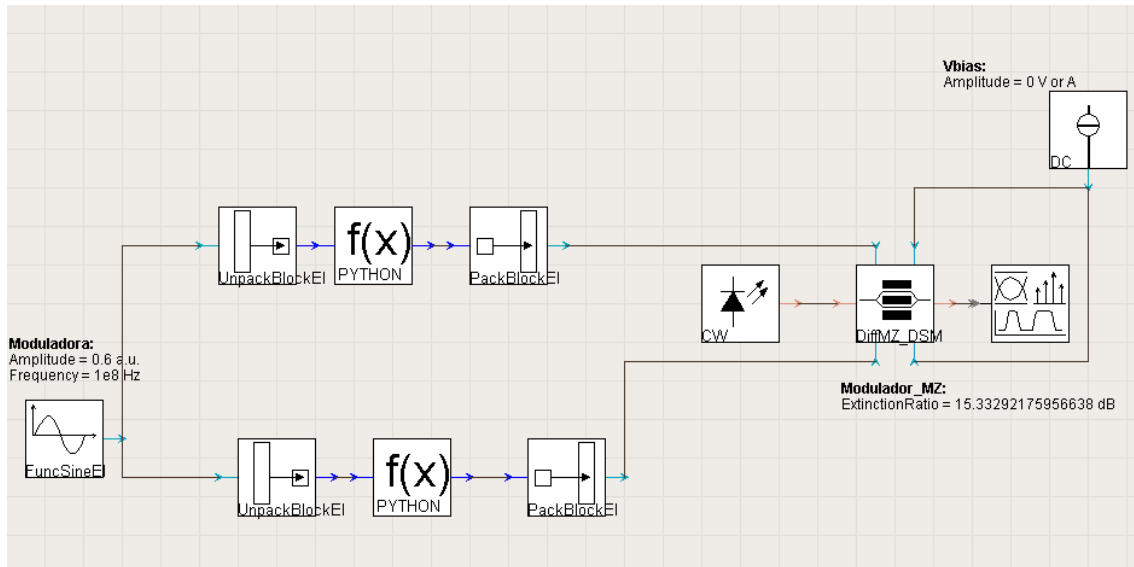


Fig. 5.5 MZ modo dual-drive con polinomios

Para comparar si obtenemos mejor resultados vamos a realizar la misma simulación que aparece en la figura 5.3.

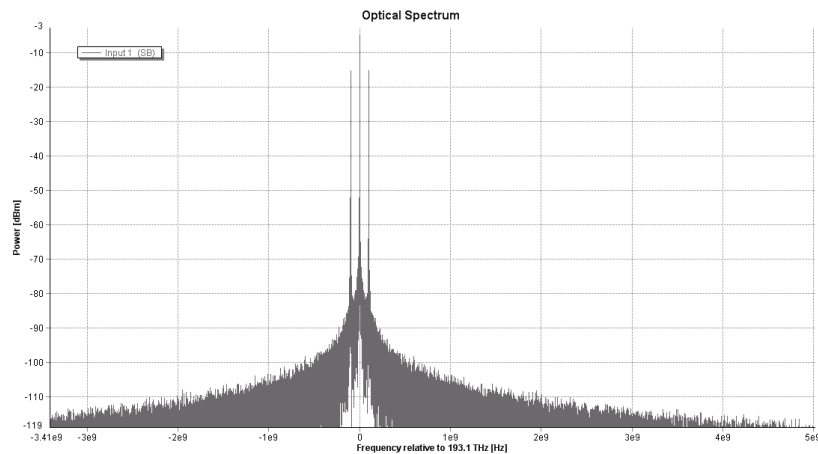


Fig. 5.6 Espectro para ER=15.33 i m= 0.6

Si comparamos las dos figuras, la 5.3 y la 5.6 con las mismas condiciones, en este último caso obtenemos mejores resultados.

El hecho de no haber usado coeficientes nos garantiza más eficiencia en el espectro y unos resultados mejores.

CONCLUSIONES

En este trabajo final de carrera hemos realizado un estudio de sistemas convencionales IM-DD que incluyen los basados en una modulación directa mediante láser y los basados en modulación externa mediante modulador Mach-Zehnder. Para poder llevar a cabo este estudio hemos utilizado una herramienta de simulación llamada Virtual Photonics Incorporated (VPI) que se ha demostrado que posee un gran potencial aunque en ocasiones es preciso leer con detalle el manual para tener en cuenta exactamente el tipo de efectos que considera y de qué manera lo hace.

Se han analizado los efectos debidos a la fibra óptica como son la dispersión cromática que da lugar a distorsión no lineal en el detector de ley cuadrática. Como sistema que mejora a los sistemas convencionales, hemos propuesto y analizado usar la modulación AM con compensación en el receptor.

Hemos propuesto el uso de circuitos predistorsionadores previos a la introducción de la señal en los moduladores IM convencionales para conseguir modulaciones AM de la información sobre la portadora óptica y hemos analizado la función característica entrada-salida necesaria en estos predistorsionadores. Añadiendo estos predistorsionadores a los moduladores convencionales hemos visto en simulaciones de VPI que es posible obtener la modulación AM que deseamos.

Es necesario para poder comparar los diferentes tipos de modulación tener unos parámetros de calidad adecuados. En este proyecto hemos analizado la ER (Extinction Ratio) o relación entre el máximo y mínimo valor impuestos por la modulación sobre la señal óptica transmitida; la OMI (Optical Modulation Index) que es la relación de potencia de la portadora óptica y la primera banda lateral y el PAPR (Peak to Average Power Ratio) o relación entre el nivel de pico y el nivel promedio en la señal óptica.

También hemos analizado y presentado las expresiones para el predistorsionador para láser y para modulador externo Mach-Zehnder con ER infinita que representa el caso ideal y hemos demostrado su funcionamiento y sus limitaciones a la hora de simular sistemas reales mediante simulaciones con VPI.

Se ha realizado un estudio del fenómeno de modulación de fase residual que se halla en la modulación de intensidad. Este fenómeno se conoce como Chirp. Al realizar este estudio hemos buscado información pero nos hemos encontrado con que la literatura relacionada es poco clara. Por eso, hemos elaborado un modelo propio donde analizamos matemáticamente los diferentes tipos de Chirp que existen como es el eléctrico y el óptico y hemos presentado unas expresiones genéricas válidas para evaluar los dos tipos de chirp. Hemos validado estas expresiones a través de casos particulares y de simulaciones disponibles en la literatura.

Para superar las limitaciones que presentan los predistorsionadores Mach-Zehnder basados en la función de transferencia ideal para ER infinita se ha derivado una nueva función para la característica entrada-salida del

predistorsionador que tiene en cuenta la ER finita específica de cada modulador. La expresión contempla un modulador single-drive y hemos visto que aunque no permite compensar el chirp residual aunque tampoco lo empeora significativamente respecto al caso sin predistorsionador, permite que el espectro se aproxime mejor al de una AM perfecta que mediante el predistorsionador calculado a partir de la función de transferencia ideal.

Aunque con la predistorsión single-drive incluyendo ER finita se obtienen espectros de modulación AM mejorados respecto del caso que consideraba ER infinita y se comprueba que el predistorsionador apenas tiene efecto sobre el chirp ya presente por tener una ER finita (chirp óptico) hemos observado que para obtener buenas aproximaciones al espectro de una modulación AM con ER pobres y altos índices de modulación es necesario compensar el chirp.

Se ha propuesto un sistema de predistorsión diferenciada para cada uno de los brazos del interferómetro del modulador Mach-Zehnder en configuración dual-drive para conseguir una modulación AM con compensación de chirp. Se ha conseguido de esta manera en VPI un espectro de AM perfecto para cualquier valor de ER e índices de modulación menores o iguales a la relación de señal en cada rama de la configuración interferométrica del modulador Mach-Zehnder (γ) que es el máximo posible sin sobremodular.

Como líneas futuras proponemos el estudio de técnicas de caracterización y medida del chirp eléctrico en moduladores Mach-Zehnder single-drive que son los más comunes. A partir de la caracterización de este tipo de chirp también propondríamos diseñar un predistorsionador que permita compensar el chirp eléctrico y realizar las simulaciones pertinentes que permitan comprobar su funcionamiento. Otra línea futura sería la comprobación experimental del estudio en combinación con receptores adecuados a la modulación AM aquí estudiada y la realización de pruebas de transmisión en fibra.

BIBLIOGRAFÍA

[1] Sheldon Walklin and Jan Conradi, "Effect of Mach–Zehnder Modulator DC Extinction Ratio on Residual Chirp-Induced Dispersion in 10-Gb/s Binary and AM-PSK Duobinary Lightwave Systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, Nº. 10, Págs 1400-1402, October (1997)

[2] Prat J., Santos M.C. and Omella M., "Square Root Module to Combat Dispersion-Induced Nonlinear Distortion in Radio-Over-Fiber Systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, Nº 18, Págs 1928-1930, September 15 (2006).

[3] Pere Sardà Carbasse, "Tècniques de linealització d'enllaços òptics preamplificats", (2009).

[4] KOYAMA. F., and IGA. K., "Frequency chirping in external Modulators", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 6, Nº. 1, Págs 87-93, January (1988).

[5] P. Bravetti, G. Ghislotti, and S. Balsamo, "Chirp-Inducing Mechanisms in Mach–Zehnder Modulators and Their Effect on 10 Gb/s NRZ Transmission Studied Using Tunable-Chirp Single Drive Devices", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, Nº 2, Págs 605-611, February (2004).

[6] M. Schiess and H. Carlden, "Evaluation of the chirp parameter of a Mach-Zehnder intensity modulator", *Electronics Letters*, Vol. 30, Nº 18, Págs 1524-1525, 1st September (1994).

Anders Djupsjöbacka, "Residual Chirp in Integrated-Optic Modulators", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, Nº 1, Págs 41-43, January (1992).

Hoon Kim, *Associate Member, IEEE*, and Alan H. Gnauck, *Senior Member, IEEE* "Chirp Characteristics of Dual-Drive Mach–Zehnder Modulator With a Finite DC Extinction Ratio", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, Nº 3, Págs 298-300, March (2002).

Tasshi Dennis and Paul A. Williams. "Chirp Characterization of External Modulators With Finite Extinction Ratio Using Linear Optical", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 22, Nº 9, Págs 646-648, May 1 (2010).

Josep Cardona y Lorena Fernández Campos, "Estudio de técnicas de modulación para enlaces Ópticos", (2010).

Cristobal Manuel Romero Vidal y Edurne García Billar, "Técnicas avanzadas de medida de dispersión cromática a frecuencias ópticas", (2009).



**Escola Politècnica Superior
de Castelldefels**

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

ANEXOS

TITULO DEL TFC: Sistemas de predistorsión-linealización para enlaces ópticos.

TITULACIÓN: Ingeniería Técnica de Telecomunicaciones, especialización en Sistemas de Telecomunicación

**AUTORES: Jennifer González Atencia
Mireia Liébana Buxó**

DIRECTORA: María Concepción Santos Blanco

FECHA: 28 de Junio de 2010

Anexo 1: Programas en Matlab

Programa para extraer los coeficientes mediante el Taylor en modo Push-pull del MZ:

```
format long
aux=0;
syms x a g;
aa=[1.09]

for m=1:1:14
    aux2=taylor((0.5*acos((0.25*(1+g)^2*((1+x)^2)-(1+g^2))/(2*g))),x,m);
    p(m)=(aux2-aux)/x^(m-1);
    aux=aux2;
    h(m,:)=subs(p(m),g,aa)
end
```

Programa para extraer los coeficientes mediante el Taylor en modo Dual Drive del MZ:

```
format long
aux=0;
aux4=0;
syms x;
g=0.9;

fx=0.5*acos(((1+x).^2-(1+g^2))/(2*g));
y1=-atan((1-g)/(1+g)*tan(fx))+fx;
y2=-atan((1-g)/(1+g)*tan(fx))-fx;

for m=1:1:10
    aux2=taylor(y1,x,m);
    p1(m)=(aux2-aux)/x^(m-1);
    aux=aux2;
    h1=vpa(p1')

    aux3=taylor(y2,x,m);
    p2(m)=(aux3-aux4)/x^(m-1);
    aux4=aux3;
    h2=vpa(p2')
```

end

Programa para calcular el chirp eléctrico:

```

syms eta Xb Xrf;
phase=(((eta+1)/2)*Xrf)+(Xb/2);
Dfx=diff(phase,Xrf)
l=(cos(((eta-1)/2)*Xrf+(Xb/2)))^2;
z=2*l;
Di=diff(l,Xrf)
chirp_e=z*Dfx/Di
n=subs(chirp_e,Xrf,0)

```

Programa para calcular el chirp óptico:

```

syms a E g phi;
p=atan(((1-g)*sin(phi))/((1+g)*cos(phi)));
Dfx=diff(p,phi)
l=((E^2)/4)*(1+g^2+2*g*cos(2*phi));
z=2*l;
Di=diff(l,phi)
chirp_o=z*Dfx/Di
n=subs(chirp_o,phi,(pi/4))
g1=subs(n,g,1.12)

```

Programa para calcular el chirp total:

```

syms g Xb Xrf phi eta;
phi=((Xb/2)+((eta-1)/2)*Xrf)
l=1+g^2+2*g*cos(2*phi)
fase=((Xb/2)+((eta+1)/2)*Xrf)-atan(((1-g)/(1+g))*tan(phi))
Dfx=diff(fase,Xrf)
z=2*l;
Di=diff(l,Xrf)
chirp_total=z*Dfx/Di
n=subs(chirp_total,Xrf,0)
n1=subs(chirp_total,Xb,(pi/2))

```

Programa para realizar las graficas del chirp total en función del chirp eléctrico y óptico:

```

eta=[-1:0.01:-0.8]';
g=[1:0.01:1.2];
chirp_e=-(1+eta)./(eta-1)
chirp_o=0.5.*((1-g.^2)./g)
chirp_total=-((eta*g.^2+1)./((eta-1)*g)
mm=min(chirp_total)
MM=max(chirp_total)
[c,h] = contour(chirp_o,chirp_e,chirp_total);clabel(c,h);
figure (2)
[c,h]=contour(chirp_o,chirp_e,ones(size(eta))*chirp_o+chirp_e*ones(size(g)));cl
abel(c,h);
figure (3)
[c,h]=contour(chirp_o,chirp_e,chirp_total(ones(size(eta))*chirp_o+chirp_e*ones(
size(g))));clabel(c,h);

```

Programa para realizar las graficas de comparación del chirp óptico con y sin predistorsion:

```

clear all
syms g;
chirp_pred=-((1-g)/(1+g))*((1+cot(1/2*acos(1/2*g))^2)/g)/(4-g^2)^(1/2)/(1+(1-
g)^2/(1+g)^2*cot(1/2*acos(1/2*g))^2);
chirp_sin_pred=-((1+g^2)*(1-g)/(1+g))/(1+(1-g)^2/(1+g)^2)/g;
c_p=subs(chirp_pred,g,[0.5:0.01:1]);
c_sin_p=subs(chirp_sin_pred,g,[0.5:0.01:1]);
plot([0.5:0.01:1],c_p,'b',[0.5:0.01:1],c_sin_p,'r')
legend('Pred','Sin_Pred')
title('Comparación chirp óptico con predist y sin predist')
xlabel('Gamma')
ylabel('Chirp')

```

Programa visualizar el espectro en el modo Push-pull del MZ:

```

g=1;
m=0.8;
t=linspace(0,2*pi,2048);
dt=t(2)-t(1);
fmax=1/(2*dt);

f=linspace(-fmax,fmax,2048);

x=0.5*acos((0.25*(1+g)^2*(1+m*cos(2*pi*fmax/10*t)).^2-(1+g^2))/(2*g));
figure(1)

```

```

hold on
plot(t,x,'r')

ft=(exp(j*x)+g*exp(-j*x))/(1+g);

ft2=1/2*(1+m*cos(2*pi*fmax/10*t)).*exp(j*atan(((1-g)/(1+g))*tan(x)));
figure(2)
clg
plot(f,abs(dt*fftshift(fft(ft))), 'k.', f,abs(dt*fftshift(fft(ft2))))

```

Programa visualizar el espectro en el modo Dual Drive del MZ:

```

g=0.8;

m=g+0.1;
t=linspace(0,2,4096);
dt=t(2)-t(1);
fmax=1/(2*dt);

f=linspace(-fmax,fmax,4096);
x=((1+m*cos(2*pi*fmax/10*t)).^2-(1+g^2))/(2*g);
fx=0.5*acos(x);

y1=-atan((1-g)/(1+g)*tan(fx))+fx;
y2=-atan((1-g)/(1+g)*tan(fx))-fx;

figure(1)
clg
hold on
plot(t,x,'r')

ft=(exp(j*y1)+g*exp(j*y2))/(1+g);

ft2=1/2*(1+m*cos(2*pi*fmax/10*t)).*exp(j*atan(((1-g)/(1+g))*tan(x)));
figure(2)
clg
plot(f,20*log10(abs(dt*fftshift(fft(ft)))), 'k')

```

Anexo 3: Artículos de interés

1928

IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 18, NO. 18, SEPTEMBER 15, 2006

Square Root Module to Combat Dispersion-Induced Nonlinear Distortion in Radio-Over-Fiber Systems

Josep Prat, *Member, IEEE*, Marfa C. Santos, and Mireia Omella

Abstract—Reduced dispersion-induced harmonics levels are reported for analogue radio-over-fiber systems by using a linearized receiver incorporating a memoryless electronic circuit with square root (SQRT)-like transfer function, and performing amplitude modulation (AM) at the transmitter. A practical implementation demonstrates the effectiveness of the AM-SQRT approach in linearizing the optical transmission system with respect to the conventional intensity modulation and direct detection system.

Index Terms—Adaptive equalization, dispersion equalization, optical fiber communications, radio-over-fiber (RoF).

I. INTRODUCTION

APPLICATIONS of fiber antenna feeder solutions are growing at a breathless pace in a variety of wireless cellular, fixed broadband access, satellite, and radar systems. Transmission of microwave and millimeter-wave signals over optical fiber [radio-over-fiber (RoF)] is an area of intense research activity mainly driven by the need of low-cost antenna terminals and the increase in operative frequencies.

In order to keep the remote antenna stations simple, the microwave carrier to be emitted through the radio channel is directly modulated over the optical wavelength [1]. This incurs in severe harmonic distortion caused by optical fiber chromatic dispersion whose degrading effect on the received signal scales as the square of the radio carrier [2]. To cope with it, a variety of equalization techniques both into the optical and into the electrical domain have been proposed [3]–[5], with great emphasis devoted recently to electronic equalization, due to higher adaptability and lower cost [5].

Being a linear effect on the optical field, low-cost linear equalizers could fully compensate for chromatic dispersion, but harmonic distortion generated after detection owing to the square-law characteristic of the photodiode significantly reduces the effectiveness of linear equalization [5].

We have proposed a square root (SQRT) transfer function module (SRM) that placed after the photodiode compensates its square-law characteristic, improving the performance of linear equalizers [6]. The linearization capabilities of the SQRT module are analyzed here using the model of the dispersive fiber and the respective modulation and detection transfer functions for the conventional intensity (IM), as well as for amplitude modulation (AM) formats. The study considers the levels of second- and third-harmonic generated by each scheme, for a single radio-frequency carrier transmitted signal.

Manuscript received March 31, 2006; revised May 21, 2006. This work was supported in part by the EU FP6 NoE e-Photon/ONe, and in part by the Spanish MEC projects TEC2005-05160 and TEC2004-06194-C02.

The authors are with the Optical Communications Group, Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona 08034, Spain (e-mail: jprat@tsc.upc.edu).

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2006.881662

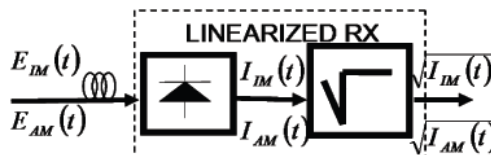


Fig. 1. Block diagram of the linearized receiver front-end.

The spectral characteristics obtained provide insight into the system linearization that improves the effectiveness of linear equalizers in digital systems, and are relevant to the performance of broadband multiple carrier RoF systems [3]. The proposed system is practically demonstrated.

The letter is organized as follows. In Section II, we describe the scheme of the optical transmission system with the linearized receiver and the mathematical model used to analyze it. We also give the harmonic levels for ideal IMs and optical field AMs. In Section III, we present the SQRT transfer function circuit and show simulation results for IM and AM modulations approximated by proper biasing of a Mach-Zehnder (MZ) modulator. In Section IV, we present the experimental setup and the measured results.

II. THEORETICAL ANALYSIS

The RoF receiver front-end of the system under study follows the scheme in Fig. 1. Both the cases of ideal IMs and optical field AMs are considered. The former is the usual case of conventional IM and direct detection (IM-DD) systems while in the latter the optical field envelope is proportional to the RF signal, being the instantaneous power its square. In order to assess the linearizing capabilities of the SQRT receiver, we have computed the level of harmonics generated when a pure microwave carrier is transmitted. The normalized fields launched into the fiber by ideal modulators, with zero chirp are given, respectively, by the expressions

$$\begin{aligned} E_{IM}(t) &= \sqrt{1 + m_i \cos(wt)} e^{jw_0 t} \\ E_{AM}(t) &= [1 + m_a \cos(wt)] e^{jw_0 t} \end{aligned} \quad (1)$$

with m_i, m_a the respective modulation indexes and w and w_0 , respectively, the microwave carrier and the optical frequency in radians per second. Even when the modulation index is a more common parameter in the context of RoF systems, in order to obtain AM and IM signals with comparable modulation depths in terms of sidebands level relative to carrier, the m_i, m_a are chosen in each case to maintain a given optical extinction ratio, $ER = 20 \log(E_{max}/E_{min})$.

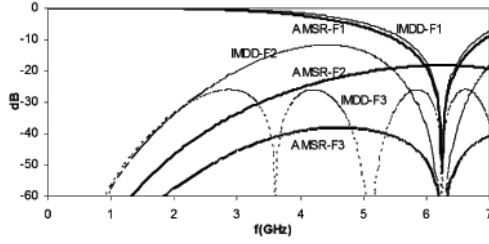


Fig. 2. Fundamental and harmonic power levels (normalized to low-frequency F1) of the IM-DD and AM-SR systems versus the modulating frequency, for 100 Km of SSMF and ER = 10 dB.

The low-pass frequency transfer function for a fiber with dispersion parameter D and length L is [2]

$$H(f) = \exp\left(-j\frac{\pi}{c}\lambda^2 f^2 DL\right) \quad (2)$$

where λ is the optical wavelength and c the speed of light in vacuum.

The optical field impinging on the photodetector is the convolution of the input field with the fiber impulse response $h(t)$, the inverse Fourier transform of $H(f)$. The photodiode performs a modulus squared operation on the optical field that causes optical linear effects to become nonlinear. The normalized photodetected current is obtained as

$$I_D(t) = |E(t) * h(t)|^2 \quad (3)$$

and neglecting high frequency components outside the detectors electrical bandwidth. For the amplitude modulated signal (AM-DD system), in terms of the chromatic dispersion index $\chi = \pi\lambda^2 f^2 DL/c$, it gives

$$I_{AM}(t) = 1 + \frac{m_a^2}{2} + 2m_a \cos(\chi) \cos(wt) + \frac{m_a^2}{2} \cos(2wt). \quad (4)$$

Linear dispersion compensation of the $\cos(\chi)$ factor at the fundamental frequency (F1) is hindered by the term at the second-harmonic frequency (F2), which is due to the photodiode inherent nonlinearity.

If now, we take the SQRT operation (Fig. 1), we obtain, up to order m^3 , and labelled AM-SR system

$$\begin{aligned} \sqrt{I_{AM}(t)} \approx & 1 + \frac{m_a^2}{4} \sin^2(\chi) + m_a \cos(\chi) \cos(wt) \\ & + \frac{m_a^2}{4} \sin^2(\chi) \cos(2wt) \\ & - \frac{m_a^3}{8} \cos(\chi) \sin^2(\chi) \cos(3wt). \end{aligned} \quad (5)$$

We get a cancellation of F2 at low frequencies which provides an extended frequency margin for a given tolerable level of nonlinear distortion. This is shown in Fig. 2 for 100 Km of fiber with $D = 16$ ps/(nm · Km). Note that the plots are normalized to the fundamental power (F1) at low frequencies.

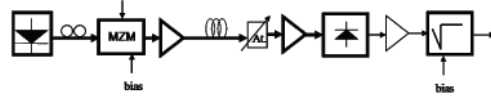


Fig. 3. Experimental setup.

For conventional IM-DD systems the photodiode current, up to m^3 terms, is

$$\begin{aligned} I_{IM}(t) \approx & 1 + m_i \cos(\chi) \cos(wt) \\ & + \frac{m_i^2}{4} \sin^2(2\chi) \cos(2wt) \\ & - \frac{m_i^3}{8} \cos(3\chi) \sin^2(3\chi) \cos(3wt). \end{aligned} \quad (6)$$

When comparing (6) and (5), we see they feature the same basic dependences with χ , but in (6) respective factors 2 and 3 are added for the F2 and F3. Therefore, with the AM-SR system, we could travel twice the distance to have the same level of F2 and three times the distance in the case of F3, or else, for the same distance, we could increase the modulation frequency by a factor $\sqrt{2}$ and $\sqrt{3}$, respectively.

The simulation results, shown in Fig. 2 for a TX extinction ratio of 10 dB, are slightly better than those predicted by (5) and (6), and confirm the linearizing capabilities of the SRm into a radio-frequency band. As a quantitative example, for a 100-Km link with $D = 16$ ps/(nm · Km) and considering a maximum tolerance of 40 dB of harmonics level, we could extend the operative band from 1.67 GHz for the conventional IM-DD system, up to 2.45 GHz with the AM-SR, limited by the F2 reaching the 40-dB level, or even up to 3.81 GHz where the F3 gets that level. This represents a little bit more than the expected respective $\sqrt{2}$ and $\sqrt{3}$ improvement factors. Note that the results depend on the frequency and distance via the chromatic dispersion index χ , and therefore, the results for 100 Km and 7 GHz apply for a different distance-frequency range, for example 1 Km and 70 GHz. Qualitatively, the same frequency characteristics are obtained with lower ER values, more commonplace in practical RoF systems, with of course lower harmonic levels, well approximated by (5) and (6). Taking ER = 2.5 dB, thresholds are -23.1 dB for the IM-DD-F2 case, and -28.9 dB for the AMSR-F2, with a frequency increase from 2.2 GHz up to 3.7 GHz. As for third-harmonic levels, they reach -48.5 dB in IM-DD and -60 dB in AMSR systems.

III. PRACTICAL DESIGN

In the practical setup (Fig. 3), the IM modulation is obtained by biasing the MZ modulator around the quadrature (90°) point, as it is common practice, while for the AM a bias closer to the zero transmission point (135°), is used. Around this point, the modulator input-output characteristic (voltage-optical power) tends to a quadratic function, and thus it is approximately linear with the optical field amplitude.

The SQRT nonlinear equalizer module has been implemented by analogue electronics, using discrete Schottky diodes. The resulting circuit can be modelled as shown in Fig. 4. The current-voltage transfer function yields a lower than 10% fitting error with respect to the ideal SQRT, within the useful current margin.

Simulations have been also correspondingly carried out for the practical setup in Fig. 3, taking the MZ transfer function

1930

IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 18, NO. 18, SEPTEMBER 15, 2006

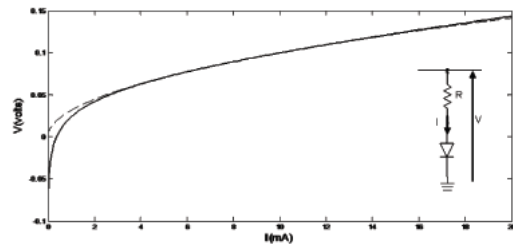


Fig. 4. Sqrt circuit model voltage-current characteristic (solid line) and ideal Sqrt function (dashed line).

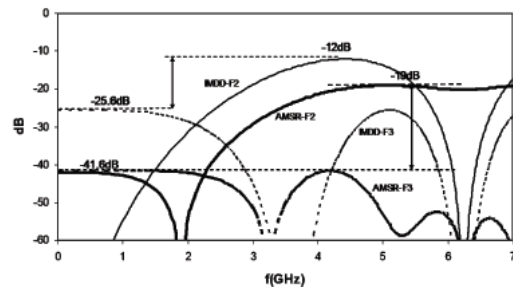


Fig. 5. Harmonic power levels (normalized to low-frequency F1) obtained by simulation of the practical setup, Fig. 3, with the diode circuit model in Fig. 4, 100-km SSMF, ER = 10 dB, and proper biasing of the MZ; IM: 90°, AM: 135°.

and the nonlinear memoryless input-output relationship of the diode circuit model (Fig. 4). The resulting nonlinear harmonic power levels are shown in Fig. 5, comparing the IM-like system (MZ at quadrature and DD) to the AM-SR-like system (MZ biased at 135° and receiver with Sqrt circuit). We observe that the results are very similar to the ideal cases. The greater differences are found at low frequencies which characterize the back-to-back intrinsic system nonlinear behaviour due to the nonlinear transfer functions of modulator and detector and where the AM-SR system yields a higher F2. The low-frequency levels are in any case well below the passband values and should not entail a significant reduction of performance. More importantly, at high frequencies, the AM-SR approach maintains its linearity advantage in front of the conventional system.

IV. MEASUREMENTS

An analogue optical transmission system of 100 Km of standard single-mode fiber (SSMF) ($D = 16 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{Km})$) operating at 1550 nm has been set up (scheme in Fig. 3), and the harmonics power for the same ER = 10 dB in a margin of electrical modulating frequencies from 200 MHz up to 7 GHz has been measured (Fig. 6). The measured levels present the same basic dependence with frequency as that predicted by simulations and confirm the linearisation capabilities of the AM-SR approach. At frequencies above 2 GHz, the harmonic levels of the proposed AM-SR system are well below those of conventional IM-DD. The nonlinearity reduction in the worst case

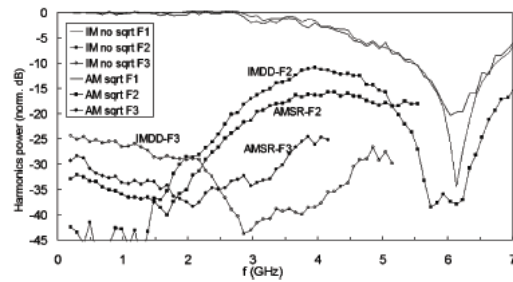


Fig. 6. Measured harmonic power levels (F2 and F3) normalized to low-frequency F1 power, for a 100-Km SSMF and ER = 10 dB, as a function of modulating frequency.

margin (around 4 GHz of fundamental) is about 5 dB. The low-cost Sqrt circuit is bandwidth-limited, causing to work with very low powers at the higher frequencies (4 GHz of F3 means operation at 12 GHz). Normalization at these frequencies produces a noise amplification effect and some deviation from simulated results in Fig. 6. Still, the predicted linearity improvement in the passband frequencies is seen.

V. CONCLUSION

We have analyzed the performance of an Sqrt transfer function module placed after the photodiode detector in a single carrier analogue fiber system. Our analytical results, validated through numerical simulations and measurements, show that this linearized receiver allows for effective reduction of harmonics when the signal is amplitude modulated at the transmitter side (AM-SR approach). The simulations predict respective approximate factors $\sqrt{2}$ and $\sqrt{3}$ of operative frequency increase with respect to conventional IM-DD systems (factors 2 and 3 in distance range) for the same second- and third-harmonic levels, thus holding promise to extend the reach of present RoF systems as well as for high-bit rate digital transmission with electronic linear dispersion compensation.

REFERENCES

- [1] T. Koonen, A. Ng'oma, M. García-Larrodé, F. Huijskens, I. M. Tafur-Monroy, and G.-D. Khoe, "Novel cost-efficient techniques for microwave signal delivery in fibre-wireless networks," in *Proc. ECOC'04*, 2004, vol. 5, pp. 120–125, Paper Th1.1.1.
- [2] U. Gliese, S. Nørskov, and T. N. Nielsen, "Chromatic dispersion in fiber-optic microwave and millimeter-wave links," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 44, no. 10, pt. 1, pp. 1716–1724, Oct. 1996.
- [3] J. Martí, D. Pastor, M. Tórtola, J. Capmany, and A. Montero, "On the use of tapered linearly chirped gratings as dispersion-induced distortion equalizers in scm systems," *J. Lightw. Technol.*, vol. 15, no. 2, pp. 179–187, Feb. 1997.
- [4] D. Stahl, P. J. Winzer, C. R. Doerr, and S. Chandrasekhar, "Extending the chromatic dispersion tolerance by optical equalization at 43 Gb/s," in *Proc. OFC 2004*, Los Angeles, CA, vol. 2, Paper ThU5.
- [5] V. Curri, R. Gaudino, A. Napoli, and P. Poggiolini, "Electronic equalization for advanced modulation formats in dispersion-limited systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 11, pp. 2556–2558, Nov. 2004.
- [6] J. Prat, A. Napoli, J. M. Gené, M. Omella, P. Poggiolini, and V. Curri, "Square root strategy: A novel method to linearise an optical communications system with linear equalizers," in *Proc. ECOC 2005*, Glasgow, U.K., 2005, Paper We4.P.106.

Chirp Characterization of External Modulators With Finite Extinction Ratio Using Linear Optical Sampling

Tasshi Dennis and Paul A. Williams

Abstract—We demonstrate a network monitoring technique for the frequency chirping of external modulators based on linear optical sampling. We present α -parameter waveforms of digital data modulation from simultaneously measured amplitude and phase. Digital data modulation was compared to sinusoidal modulation to demonstrate the measurement capabilities. The high sensitivity of our technique was used to resolve the detailed impact of a 23-dB extinction ratio on the chirp of a Mach-Zehnder modulator. Unlike some previous methods, a monochromator or optical fiber with known dispersion are not required.

Index Terms—Chirp, coherent detection, linear optical sampling (LOS), optical network monitoring.

I. INTRODUCTION

FUTURE optical networks will require a sophisticated level of reconfigurability to adapt to dynamic traffic needs and to mitigate system impairments. This approach necessitates real-time performance monitoring of the system parameters, including modulator chirp as considered here. For example, chromatic dispersion of optical fiber is a physical impairment that can change with environmental effects and path reconfiguration. Residual phase modulation of intensity modulators can be used advantageously to provide an adjustable amount of pulse compression to offset chromatic dispersion [1]. Known as chirp, this property can arise in external Mach-Zehnder modulators (MZMs) from unbalanced modulation indices or drive voltages in the two waveguides, and from a finite interferometer extinction ratio [2]. Modulators can be designed to exploit these chirp dependencies to allow dynamic dispersion compensation.

Popular laboratory techniques for characterizing the chirp of external modulators include optical spectrum analysis of sidebands [3], [4], and electrical spectrum analysis of fiber response [5], [6]. More appropriate to impairment monitoring are techniques that measure the dynamic chirp of data modulated signals by use of monochromators [7] and arrayed waveguide gratings [8]. In this work, we present a coherent technique based on linear optical sampling (LOS) of modulated data using a quadrature receiver, which follows the preliminary work of [9].

The chirp of a modulator can be fully described by the α -parameter [10], which is a unitless quantity defined as

$$\alpha = 2I \frac{d\varphi/dt}{dI/dt} \quad (1)$$

Manuscript received October 30, 2009; revised December 23, 2009; accepted January 07, 2010. Date of publication February 22, 2010; date of current version April 09, 2010.

The authors are with the National Institute of Standards and Technology, Boulder, CO 80305 USA (e-mail: tasshi@boulder.nist.gov; pwilliam@boulder.nist.gov).

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2010.2043356

where I is the modulated optical intensity and φ is the phase. As demonstrated in [7], α can be evaluated from measurements of time-dependent intensity and phase by use of (1). For an MZM with two electrodes and driving voltages V_1 and V_2 , modulation indices η_1 and η_2 , dc bias voltage V_b , and switching voltage V_π , the α -parameter following [6] and [11] is

$$\alpha = \frac{\eta_2 V_2 + \eta_1 V_1}{\eta_2 V_2 - \eta_1 V_1} \cot \left(\frac{\pi}{2V_\pi} (V_1 + V_2 + V_b) \right). \quad (2)$$

For a given modulator, the bias voltage V_b is a convenient way to externally vary the α -parameter. By definition, the chirp parameter \mathcal{V} is the front half of (2),

$$\mathcal{V} = \frac{\eta_2 V_2 + \eta_1 V_1}{\eta_2 V_2 - \eta_1 V_1} \quad (3)$$

and is the small-signal value of the α -parameter at quadrature bias. It is apparent from (3) that \mathcal{V} can be adjusted either by changing the balance between the drive voltages V_1 and V_2 or the modulation indices η_1 and η_2 . While η_1 and η_2 are usually fixed during manufacture, dual-electrode modulators allow the drive voltages to be varied independently.

Frequency chirping can also arise from a finite dc extinction ratio δ , resulting from asymmetric splitting in the Y-branch waveguides of an MZM. Here we model the asymmetry with normalized coefficients $R^{1/2}$ and $(1-R)^{1/2}$ for the recombined electric fields at the modulator output, which are related to the extinction by

$$R = \frac{1}{2} \pm \frac{\sqrt{\delta}}{1 + \delta}. \quad (4)$$

Following the development in [2], and assuming small-signal push-pull ($V_1 = -V_2$) sinusoidal modulation, the expression for α is

$$\alpha = \frac{R\eta_1 + (1-R)\eta_2 + \sqrt{R}\sqrt{1-R}(\eta_1 + \eta_2) \cos \left(\frac{\pi V_b}{V_\pi} \right)}{-\sqrt{R}\sqrt{1-R}(\eta_1 - \eta_2) \sin \left(\frac{\pi V_b}{V_\pi} \right)}. \quad (5)$$

At quadrature bias, this expression gives the extinction ratio dependent chirp parameter as

$$\mathcal{V} = \frac{(R\eta_1 + (1-R)\eta_2)}{\sqrt{R}\sqrt{1-R}(\eta_1 - \eta_2)} \quad (6)$$

which is equivalent to expressions in [2] and [4].

In this work, we use LOS to make simultaneous measurements of time-dependent intensity and phase to allow α to be evaluated from (1). Following the approach of [6], we map the α -parameter as a function of bias voltage to demonstrate the

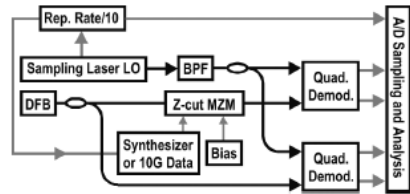


Fig. 1. LOS system configured for measuring modulator chirp: BPF: optical bandpass filter. Grey paths are electrical and black paths are optical.

measurement range, and in turn to examine the effect of extinction ratio. The application to impairment monitoring is demonstrated by comparing α measured from 10-Gb/s data modulation to that from sinusoidal modulation.

II. EXPERIMENT AND RESULTS

Our chirp measurements were carried out by use of the LOS system shown in Fig. 1. LOS uses a short-pulsed laser as a local oscillator (LO) to interferometrically down-sample a modulated optical signal by use of a quadrature demodulator [12]. This technique measures the full complex electric field of an optical signal with low-bandwidth detection, and through equivalent-time sampling can measure complex high-speed waveforms. Our sampling laser was a 100-MHz fiber frequency comb shaped by a 0.5-nm bandpass filter to yield 6.2-ps pulses. We created a 10-MHz synchronization frequency by dividing the detected comb repetition rate by 10. The distributed-feedback (DFB) laser at 1558 nm was intensity modulated with a Z-cut lithium-niobate MZM. Light from the DFB was measured before and after modulation to perform phase referencing [12], which isolated the residual phase modulation from the drift of the DFB carrier. The intensity was obtained from the amplitude of a single demodulator. The outputs from four 350-MHz balanced demodulator detectors were simultaneously sampled and processed offline to reconstruct the electric field of the data signal.

Fig. 2 presents a typical measurement when the modulator is biased at quadrature, showing the time-domain intensity, phase, and calculated α -parameter for a repeated 16-bit data sequence at 10 Gb/s. Our 1-ms total measurement duration allowed the sequence to be recorded over 60 times, which enabled us to average the 16-bit sequence for an ~ 8 times noise reduction. This averaging and additional low-pass digital filtering of the intensity and phase were critical to reducing point-to-point noise in the calculated derivatives. The discontinuities in the α -parameter shown in Fig. 2(c) are from division by zero occurring each time the intensity slope was zero. At these points the calculated α was as large as ± 500 and extended well off the limited plot range. The operational α -parameter of the modulator was determined as the median of the complete α waveform [7], which is fairly insensitive to the discontinuities. For Fig. 2(c) the median α was 0.75, as indicated, and is consistent with a Z-cut modulator at quadrature.

The α -parameter characteristic was measured by use of sinusoidal modulation at 5 GHz while slowly stepping the bias voltage of the modulator, as shown with dots in Fig. 3(a). The solid line is a plot of (2) with $V_\pi = 2.35$ V and $V = 0.75$, demonstrating good agreement over a 4π range of bias control.

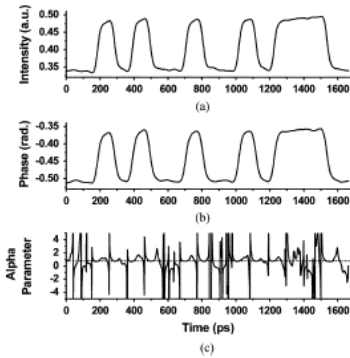


Fig. 2. Measurements of 16-bit data modulation, consisting of (a) intensity, (b) phase, and (c) calculated α -parameter waveforms. The limited plot range in (c) shows detail but clips discontinuities; the dotted line is the median α .

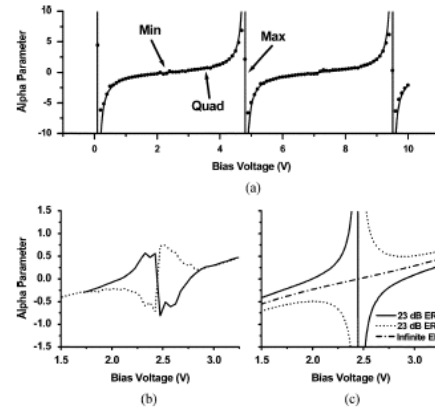


Fig. 3. Chirp characterization versus bias voltage: in (a) a broad scan (dotted line) is compared to theory (solid line), in (b) detailed measurements around minimum transmission, and in (c) theoretical modeling of finite extinction ratio.

At the minimum bias positions near 2.5 and 7.2 V the measured α curve shows a slight irregularity. Fig. 3(b) presents two detailed measurements of this region by use of small bias steps, small sinusoidal modulation, and the averaging of ten α measurements per data point. The two curves were measured one after the other, yet they deviate uniquely from the expected cotangent behavior. To compare with theory, Fig. 3(c) shows plots of (5) calculated based on a measured extinction ratio of 23 dB. An infinite extinction curve is also shown. The two curves shown for 23-dB extinction correspond to equivalent conditions in which $R = 0.43$ and $R = 0.57$. We believe this parity results from the ambiguity in distinguishing the two Mach-Zehnder arms of the modulator and defining whether the phase of one leads or lags the other. In any case, the measurements of Fig. 3(b) are consistent with a modulator having a very large yet finite extinction ratio.

While the characterization of a modulator with a sinusoidal signal gives excellent results, the use of digital data modulation (Fig. 2) would be much more practical for monitoring of chirp in a live network. To test the limits of this approach, we

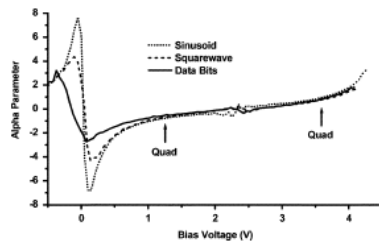


Fig. 4. Comparison of chirp measurements using sinusoidal, square-wave, and digital data modulation.

compared measurements of the α -parameter from 5-GHz sinusoidal, 5-GHz square-wave, and 10-Gb/s digital data modulation. The comparison is difficult to make because the time interval required to measure all three curves was sufficient to allow bias drift. Fig. 4 presents the results, which include slight lateral shifts of the data (≤ 0.1 V) to quantitatively align the apparent zero crossings at minimum bias. The curves agree well over much of the measurement range, but show increasing differences as the α -parameters approach the maximum bias near 0 V. Our modeling suggested that this distortion resulted from the digital low-pass filtering, which had a greater impact on square and digital data waveforms owing to their higher frequency content. The distortion was greatest near the maximum bias point because of the nonlinearity of the modulation. By increasing the waveform averaging with a measurement longer than 1 ms, it should be possible to reduce the low-pass filtering and the measurement distortion. However, doing so would also allow more time for bias drift.

At the more significant quadrature bias points, indicated at 1.2 and 3.6 V in Fig. 4, the average difference in α between sinusoidal and digital data measurements was only 0.19. This quantitative comparison is not rigorous because only moderate averaging was used and the bias was drifting. A bias controller or quadrature locking circuit would have eliminated this drift, and would be integral to a chirped network transmitter. A more sophisticated waveform analysis could also yield better results, such as excluding the discontinuities of Fig. 2(c) that do not contribute meaningful information to the median α . The promising results in Fig. 4 at quadrature bias indicate that with optimization, LOS could become a valuable monitoring tool.

III. DISCUSSION AND CONCLUSION

The amplitude of the electrical drive signal is an important consideration in the characterization of the α -parameter [7]. A larger drive signal will improve the signal-to-noise ratio but can wash out α -parameter details, especially near the maximum and minimum bias points. These points are difficult to measure because the modulation is highly nonlinear. Fig. 2(c) illustrates how the time-domain α -parameter swings about the α curve for a drive voltage of ± 0.4 V while giving a median α of 0.75. In Fig. 3(a) the measurable limit for a drive of ± 0.5 V was a median value of α no larger than ± 7 .

The deviation of the α -parameter in Fig. 3(b) is relevant to implementations of phase-shift-keying modulation that switch across minimum bias because of corresponding distortions to the constellation diagram. The modulator we measured had a significant range in extinction ratio (14–30 dB), depending on the particular minimum, so it was important that it be characterized under precise operating conditions. Fig. 3(c) shows that the deviation from perfect extinction extends to other bias points: at quadrature the deviation of α is 0.15.

Phase referencing was necessary in this work to remove carrier phase drift. However, at a remote network receiver the unmodulated carrier is generally unavailable, so carrier phase estimation would be necessary. Such estimation techniques require either real-time sampling or much faster equivalent time sampling. Our use of 100-MHz equivalent time sampling required a repeated data sequence, which also enabled averaging. In a real network this sequence could come from a test pattern or a recurring packet header.

We have demonstrated a sensitive chirp monitoring technique appropriate for digital data modulation without the need for a spectrometer. The technique allowed us to study the operation of a modulator and the measurement process. This work has revealed a number of topics for future consideration, including the impact of drive amplitude, digital filtering, bias drift, and signal format.

REFERENCES

- [1] S. K. Kim, O. Mizuhara, Y. K. Park, L. D. Tzeng, Y. S. Kim, and J. Jeong, "Theoretical and experimental study of 10 Gb/s transmission performance using 1.55 μ m LiNbO₃-based transmitters with adjustable extinction ratio and chirp," *J. Lightw. Technol.*, vol. 17, no. 8, pp. 1320–1325, Aug. 1999.
- [2] H. Kim and A. H. Gnauck, "Chirp characteristics of dual-drive Mach-Zehnder modulator with a finite DC extinction ratio," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 3, pp. 298–300, Mar. 2002.
- [3] M. Suzuki, Y. Noda, Y. Koshiro, and S. Akiba, "Dynamic spectral width of an InGaAsP/InP electroabsorption light modulator under high-frequency large-signal modulation," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 312–313, Mar. 1986.
- [4] N. Courjal, J. M. Dudley, and H. Porte, "Extinction-ratio-independent method for chirp measurement of Mach-Zehnder modulators," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 442–448, Feb. 2004.
- [5] F. Devaux, Y. Sorel, and J. F. Kerdiles, "Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter," *J. Lightw. Technol.*, vol. 11, no. 12, pp. 1937–1940, Dec. 1993.
- [6] M. Schiess and H. Carlén, "Evaluation of the chirp parameter of a Mach-Zehnder intensity modulator," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 1524–1525, Sep. 1994.
- [7] J. Jeong and Y. K. Park, "Accurate determination of transient chirp parameter in high speed digital lightwave transmitters," *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 605–606, Mar. 1997.
- [8] R. Monnard, C. R. Doerr, and C. R. Giles, "Real-time dynamic chirp measurements of optical signal," in *Proc. OFC 1998*, San Jose, CA, Feb. 22–27, 1998, pp. 120–121.
- [9] I. Fatadin and D. Ives, "Amplitude and phase measurements of optical signals using a coherent technique," in *Proc. OFMC 2009*, Teddington, UK, Sep. 16–18, pp. 25–28.
- [10] F. Koyama and K. Iga, "Frequency chirping in external modulators," *J. Lightw. Technol.*, vol. 6, no. 1, pp. 87–93, Jan. 1988.
- [11] A. Djupsjöbacka, "Residual chirp in integrated-optic modulators," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no. 1, pp. 41–43, Jan. 1992.
- [12] P. A. Williams, T. Dennis, I. Coddington, W. C. Swann, and N. R. Newbury, "Vector signal characterization of high-speed optical components by use of linear optical sampling with milliradian resolution," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20, no. 23, pp. 2007–2009, Dec. 1, 2008.

Residual Chirp in Integrated-Optic Modulators

Anders Djupsjöbacka

Abstract—We analyze and measure the influence of residual chirp generated in a Mach-Zehnder modulator by propagating its pulses in a dispersive fiber. Numerical calculations and measurement results are reported for this dispersion experiment.

INTRODUCTION

THE most common way to look upon external modulators is to consider them chirp-free. However, at multigigabit speed on dispersive fibers the residual chirp from the modulator should not be neglected. The main interest in chirp has, so far, been shown for lasers. In comparison, a much smaller interest has been shown for the chirp properties of external optical modulators [1]–[5].

For external modulators performed in LiNbO₃, the Mach-Zehnder (MZ) modulator is preferably used. This modulator has the possibility of being designed for perfectly chirp-free operation [2]. However, a completely chirp-free device is not always desirable. It has been shown [4], [5] that the power penalty could be reduced with a modulator having a slight chirp compared to a perfectly chirp-free device.

In our case we used a c-cut MZ-modulator equipped with a single coplanar stripline (CPS) electrode. When this type of MZ-modulator is optimized to its switch voltage it is inevitable to get a higher field overlap for the optical channel close to the signal electrode compared to the channel close to the ground plane. For the modulator used, this asymmetry was equivalent to a chirp parameter of 0.5. The chirp parameter, ϑ , is here defined as

$$\vartheta = \frac{\eta_1 + \eta_2}{\eta_1 - \eta_2} \quad (1)$$

where η_1 and η_2 is the index change per volt (including sign) for the different branches in the MZ-modulator.

Let $V(t)$ be the drive voltage and V_π the switch voltage for the modulator. We now have

$$S = S_0 \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V(t)}{V_\pi} \right) \quad (2)$$

$$\varphi = \vartheta \frac{\pi}{2} \frac{V(t)}{V_\pi} \quad (3)$$

where S and φ are the instantaneous intensity and phase at the output of the modulator. The α parameter [1] is defined

as

$$\alpha = \frac{(\delta\varphi/\delta t)}{(1/2S)(\delta S/\delta t)} \quad (4)$$

and the α parameter for a MZ-modulator, α_{MZ} , can now be calculated to

$$\alpha_{MZ} = \frac{\eta_2 + \eta_1}{\eta_2 - \eta_1} \cot \left(\frac{\pi}{2} \frac{V(t)}{V_\pi} \right). \quad (5)$$

Since the MZ-modulator has a cyclic transfer function, red or blue shift could easily be chosen by using different slopes of the transfer function. In the experiment below, the same physical device was used for both the red and the blue shift measurement. The alteration of chirp was accomplished by a changed bias voltage and an inverted pulse train.

COMPUTER MODEL AND MEASUREMENT SETUP

The drive stage was simulated by a filter approximation of its transfer function. For the MZ-modulator a full microwave model was used. This model includes walkoff, frequency dependent electrode losses, and residual chirp. The MZ-model calculates, in time domain, the phase shift of the carrier in each branch of the interferometer and combines them with vectorial adding at the output combining point of the modulator. The result from the MZ-model contains amplitude and relative phase of the carrier at each sample point in time domain. The frequency dependent electrode losses was modeled by a FFT/IFFT preprocessor of the electrical input drive signal.

The fiber dispersion was modeled by use of a simple function for the fiber mode propagation parameter, $\beta(\omega)$ [6]:

$$\beta(\omega) \approx \beta(\omega_0) + \frac{(\omega - \omega_0)}{v_g} - \frac{\lambda^2 D(\omega - \omega_0)^2}{4\pi c}. \quad (6)$$

v_g is here the group velocity in the fiber and $D = (\delta/\delta\lambda)(1/v_g)$ was set to 17 ps/nm/km. The fiber model gives the response in frequency domain. The optical signal was now transformed into frequency domain, the phase shift due to dispersion was added to each frequency component and then the signal was transformed back to time domain. For the time-frequency transformations, common FFT/IFFT-algorithms were used.

On the receiver side a filter approximation was used again. Otherwise no adjustable parameters were used.

The measurement setup is explained with reference to Fig. 1. A commercial modulator from *Ericsson Components AB* was driven on its electrical side with a pattern generator in line with a 50 Ω drive stage. On the optical side, a 1.55 μm

Manuscript received June 26, 1991; revised October 12, 1991.
The author is with the Fiber Optics Research Center, Ericsson Telecom AB, S-126 25 Stockholm, Sweden.
IEEE Log Number 9105314.

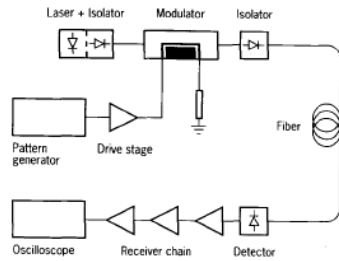


Fig. 1. Measurement setup.

DFB-laser with a built-in isolator was used. The output signal was then fed through a second pig-tailed isolator before it was transmitted 75 km on a nondispersion shifted fiber. The receiver consisted of a high-speed detector and a chain of microwave amplifiers. The signal was finally monitored on a sampling oscilloscope.

CALCULATED AND MEASURED RESULTS

The measurements were performed at 7 Gb/s since the small signal bandwidth of the modulator was 4.8 GHz. The bandwidth of the detector and the receiver chain 11 and 6.5 GHz, respectively. The pulse train was detected on a 12 GHz sampling oscilloscope. Calculated and measured results are presented in Figs. 2 and 3.

The effects of the residual chirp could clearly be seen in Figs. 2 and 3. In the red shift measurement, a raised level for singular "zeros" was observed. For blue shift, the typical pulse compression behavior of singular "ones" was seen. These behaviors fit very well with the calculated results. Our modulator, with a chirp parameter of 0.5, showed a calculated difference of 1.8 dB in optical power penalty if it was operated in the red or the blue shift mode. The measured result, based on eye closure, indicated a difference of approximately 2 dB. For a modulator with a chirp parameter of 1—field overlap in one arm only—the calculated difference in power penalty was enhanced to 2.8 dB. The optimum blue shift, measured as maximal eye-opening in the received eye, was in our case found for a chirp parameter of 1.08. Such a modulator would require two electrodes [2], [4], [5], a MZ-modulator using one electrode can at most have a chirp parameter of 1 according to (1). From a dispersion point of view and for single CPS-electrode MZ-structures: the best choice (in our case) is to use a modulator with field overlap in one arm only and to operate the device in the blue shift mode.

We have also seen that the modulation waveform as well as the filter characteristics plays an important role for the dispersion penalty. In the measurements above we used a raised cosine-like waveform for the drive signal and the bit rate was chosen to fit with the bandwidths of the devices in order to get a smooth filtered signal as possible without inflicting on signal quality.

CONCLUSIONS

We have analyzed and measured dispersion effects of residual chirp arising from asymmetry in field overlap in

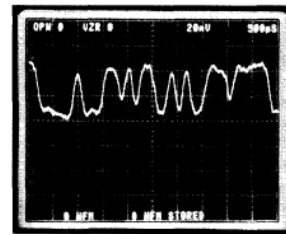
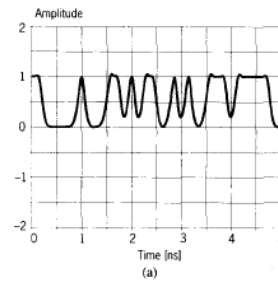


Fig. 2. Calculated (a) and measured (b) results. Red shift, 7 Gb/s and a transfer length of 75 km.

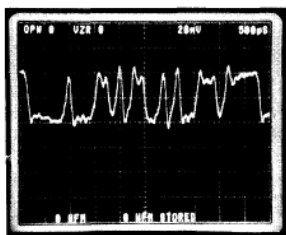
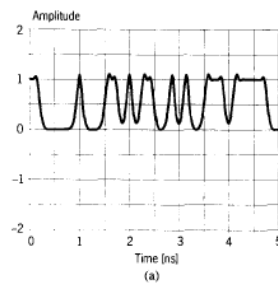


Fig. 3. Calculated (a) and measured (b) results. Blue shift, 7 Gb/s and a transfer length of 75 km.

Mach-Zehnder structures. In our measurements a clear influence of chirp was seen at 7 Gb/s and a propagation length of 75 km nondispersion shifted fiber at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. We have also shown that a MZ-modulator with field overlap in one arm only and operated in the blue-shift mode is the best choice for single CPS-electrode MZ-modulators in this case.

Calculations have shown good agreement with measured results. This indicates that a simple model for fiber mode propagation can be used together with a FFT-algorithm for calculating the effect of residual chirp from external modulators in multigigabit dispersive fiber-optic systems.

REFERENCES

- [1] F. Koyama and K. Iga, "Frequency chirping in external modulators," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-6, pp. 87-93, Jan. 1988.
- [2] T. Namiki, H. Hamano, T. Yamane, M. Seino, and H. Nakajima, "Perfectly chirpless and low drive voltage Ti:LiNbO₃ Mach-Zehnder modulator with two traveling-wave electrodes," in *Proc. Integrated Opt. Optical Fiber Commun.*, 1989, paper 19D4-2.
- [3] T. Okiyama, I. Yiokota, N. Nishimoto, and T. Touge, "10 Gb/s transmission in large-dispersion fiber using a Ti:LiNbO₃ Mach-Zehnder modulator," in *Proc. Integrated Opt. Optical Fiber Commun.*, 1989, paper 20D4-5.
- [4] A. H. Gnauck, S. K. Korotky, J. J. Veselka, J. Nagel, C. T. Kemmerer, W. J. Minford, and D. T. Moser, "Dispersion penalty reduction using an optical modulator with adjustable chirp," in *Proc. Opt. Fiber Commun.*, 1991, postdeadline paper PD17.
- [5] S. K. Korotky, J. J. Veselka, C. T. Kemmerer, W. J. Minford, D. T. Moser, J. E. Watson, C. A. Mattoe, and P. L. Stoddard, "High-speed, low power optical modulator with adjustable chirp parameter," in *Proc. Integrated Photon. Res.*, 1991, paper TuG2.
- [6] P. J. Corvini and T. L. Koch, "Computer simulation of high-bit-rate optical fiber transmission using single frequency lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, pp. 1591-1595, Nov. 1987.

Chirp Characteristics of Dual-Drive Mach–Zehnder Modulator With a Finite DC Extinction Ratio

Hoon Kim, *Associate Member, IEEE*, and Alan H. Gnauck, *Senior Member, IEEE*

Abstract—In this letter, we present theoretical and experimental studies on the chirp of the dual-drive Mach–Zehnder (MZ) modulator with a finite dc extinction ratio. The chirp of the modulator was measured using the fiber response peak method and compared with the theoretically calculated values. The results show that the residual chirp of the MZ modulator could be substantially reduced by driving the modulator in a push–pull mode with unequal amplitude signals.

Index Terms—Chirp modulation, extinction ratio, Mach–Zehnder modulator, optical propagation in dispersive media.

I. INTRODUCTION

DUAL-DRIVE Mach–Zehnder (MZ) modulators are important components for high bit rate lightwave systems. By controlling the amplitude of the drive signals applied to two electrodes, both the chirp and extinction ratio of the signal can be precisely adjusted to extend transmission distance without dispersion compensation [1], [2]. Dual-drive MZ modulators are also important for high spectral efficiency dense wavelength-division-multiplexed (DWDM) systems since the minimum mean-square bandwidth is achieved when the transmitted signal contains no chirp [3]. However, it has been reported through computer simulation that an MZ modulator with a finite dc extinction ratio will always be accompanied by residual chirp [4]. Due to the asymmetry in the MZ modulator, the chirp-free condition cannot be achieved when the modulator is driven in a push–pull mode with equal-amplitude signals. In this letter, we present theoretical and experimental studies on the chirp of dual-drive MZ modulators with a finite dc extinction ratio. Based on these analyzes, we present an easy and simple method which can substantially reduce the residual chirp of the MZ modulators with a finite dc extinction ratio.

II. THEORY

When the incoming electric field E_i undergoes a phase change in each arm of an MZ modulator, the output electric field is expressed as [4]

$$E_o = \frac{E_i}{2} \{ e^{j\phi_1} + \gamma e^{j\phi_2} \} \quad (1)$$

where γ is a scaling factor between zero to one that accounts for an asymmetric device, and ϕ_1 and ϕ_2 are phase changes in arm 1 and arm 2, respectively. The scaling factor γ is less than one if the splitting/combining ratios of the MZ modulator are

not exactly 50/50, and/or the loss in one arm is different from the other. This parameter can easily be extracted by measuring the dc extinction ratio (ε), defined as the ratio of maximum to minimum optical output intensity, from the relation $\gamma = (\varepsilon^{1/2} - 1)/(\varepsilon^{1/2} + 1)$ [4]. In general, the chirp (α) of a modulator can be uniquely determined by the ratio of the phase modulation to the amplitude modulation as $2I(d\phi/dt)/(dI/dt)$, where I and ϕ are the instantaneous intensity and phase of the optical signal and t represents the time [5]. In the case of an MZ modulator, the instantaneous intensity and phase of the optical output signal can be derived from (1) as

$$I = \frac{E_i^2}{4} \{ 1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos(\phi_1 - \phi_2) \} \quad (2)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left\{ \frac{\sin \phi_1 + \gamma \sin \phi_2}{\cos \phi_1 + \gamma \cos \phi_2} \right\} \quad (3)$$

Then, the chirp of the MZ modulator can be written as

$$\alpha = \frac{\phi_1' + \gamma^2 \phi_2' + \gamma (\phi_1' + \phi_2') \cos(\phi_1 - \phi_2)}{-\gamma (\phi_1' - \phi_2') \sin(\phi_1 - \phi_2)} \quad (4)$$

where the superscript $'$ denotes the time derivative. The dual-drive MZ modulator is typically driven with mathematically similar waveforms, and one of the arms is biased with a specific bias voltage V_b . Under the assumption that the modulator is driven by sinusoidal signals with angular frequency ω , (4) can be expressed as

$$\alpha = \frac{V_1 + \gamma^2 V_2 + \gamma(V_1 + V_2) \cos \{ \eta(V_1 - V_2) \sin \omega t - \eta V_b \}}{\gamma(V_1 - V_2) \sin \{ \eta(V_1 - V_2) \sin \omega t - \eta V_b \}} \quad (5)$$

where V_1 and V_2 represent the amplitude of the drive signals and η is the index change per volt. In this equation, we assume that the index change per volt is equal in both arms. Thus, in the small-signal regime, the chirp of the MZ modulator operating at the quadrature point is reduced to

$$\alpha = \frac{V_1 + \gamma^2 V_2}{\gamma(V_1 - V_2)} \quad (6)$$

It should be noted that the well-known equation $\alpha = (V_1 + V_2)/(V_1 - V_2)$ is a special case of the above equation for $\gamma = 1$.

III. EXPERIMENT AND DISCUSSION

To verify the theory in Section II, we measured the chirp of an MZ modulator using the fiber response peak method [6]. We used an HP8703 network analyzer operating in the frequency range of 0.13–12 GHz. A 155-km-long conventional single-mode fiber was used as a dispersive medium. The dc extinction ratio of the modulator used in this experiment was

Manuscript received September 20, 2001; revised October 29, 2001.
H. Kim and A. H. Gnauck are with Bell Laboratories, Lucent Technologies, Holmdel, NJ 07733 USA (e-mail: hoonkim@lucent.com).
Publisher Item Identifier S 1041-1135(02)01202-8.

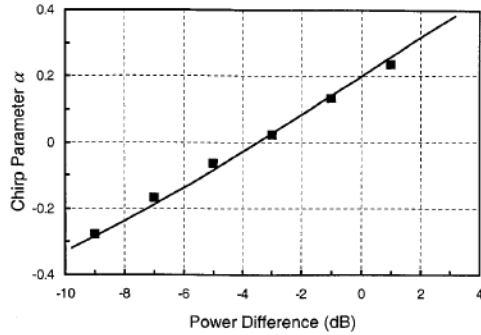


Fig. 1. Chirp parameter α versus the power difference between the drive levels to two arms. Line: Calculation. Squares: Experiment.

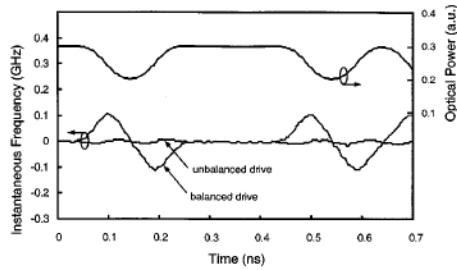


Fig. 2. Time-resolved transient chirp of the optical signal generated from the MZ modulator with 20-dB dc extinction ratio. The modulation depth of the optical signal is 20%.

20 dB ($\gamma = 0.82$). To place the bias of the modulator at the quadrature point, we adjusted the bias voltage where the output optical power was 3 dB lower than maximum optical power. In addition, the stimulus RF power to the modulator was set to be lower than -13 dBm to minimize the bias offset caused by RF heating. During the measurement, the difference $|V_1 - V_2|$, was fixed at ~ 0.15 V to provide a modulation depth of 4%. Fig. 1 shows the measured chirp of the MZ modulator in comparison with the theoretically calculated line. The measured data (squares) agree well with the theoretical results (line). As predicted by [4], a balanced drive of the modulator results in residual chirp ($\alpha \sim 0.2$). However, we obtain a chirp-free condition when the modulator is driven with 3.6-dB power difference between the arms. Fig. 2 shows the time-resolved transient chirp and optical output pattern obtained from computer simulation (OptSim 3.1). The extinction ratio of the modulated signal was 1.5:1 (modulation depth = 20%). When the modulator is driven with equal-amplitude signals, the instantaneous frequency deviates more than ± 0.1 GHz. On the other hand, the optical signals generated from the MZ modulator driven with unequal-amplitude signals exhibits negligible chirp, which confirms our theoretical and experimental results.

Fig. 3 shows the required drive condition for chirp-free signals. Squares in this figure are measured results obtained from two commercial MZ modulators. For the typical MZ modulator

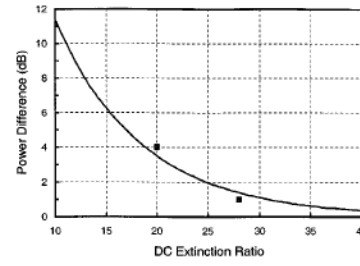


Fig. 3. Drive condition to achieve unchirped signals for a dual-drive MZ modulator with a finite dc extinction ratio. Line: Calculation. Squares: Experiment.

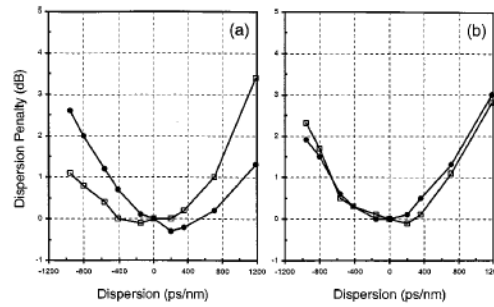


Fig. 4. Measured dispersion penalties for 10-Gb/s NRZ signals. The dc extinction ratio of the modulator was 20 dB. (a) Balanced drive. (b) Unbalanced drive (4-dB power difference between two arms).

with 25-dB dc extinction ratio, the device should be driven with 2-dB power difference between the arms.

Both the theoretical and experimental results shown in Figs. 1 to Fig. 3 are based on the assumption that the modulation depth of the optical signal is small (i.e., small-signal regime). We carried out transmission experiments with 10-Gb/s nonreturn-to-zero (NRZ) signals to examine the validity of the theoretical analysis in Section II for a large-signal regime (modulation depth $\approx 100\%$). The fiber input power was set to be less than -4 dBm to avoid the effects of fiber nonlinearities. As a receiver, we employed a preamplified receiver with optical bandwidth of 0.25 nm.

Fig. 4(a) shows the measured dispersion penalties (bit error rate of 10^{-9}) when the MZ modulator was driven with balanced signals. The two curves in this figure indicate the dispersion penalties measured at different quadrature bias voltages (i.e., V_b , $V_b + V_{\pi}$). The results show that the dispersion for maximum receiver sensitivity deviates from zero dispersion when the modulator is driven in a push-pull mode with equal-amplitude signals. Similarly, the penalty curves are not symmetric around zero dispersion. On the other hand, when we drive the modulator with a 4-dB power difference between the arms, the measured dispersion penalties show symmetric behavior around zero dispersion, as shown in Fig. 4(b). These results are also confirmed by using computer simulation. Fig. 5 shows eye closure penalties versus fiber dispersion for an ideal MZ modulator

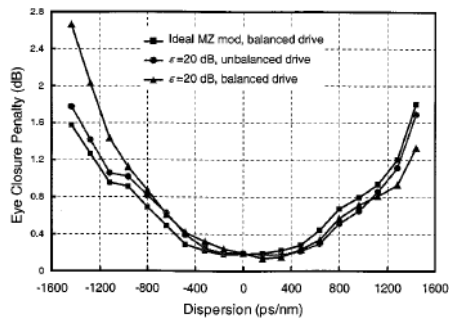


Fig. 5. Simulated eye closure penalties for 10-Gb/s NRZ signals.

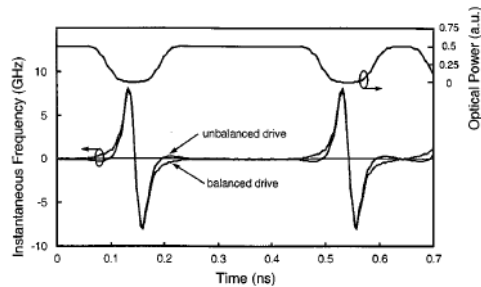


Fig. 6. Time-resolved transient chirp of the optical signal generated from the MZ modulator with 20-dB dc extinction ratio. The modulation depth of the optical signal is about 100%.

and an MZ modulator with $\epsilon = 20$ dB. In this figure, we depicted the eye closure penalty (instead of BER or Q) to show the results regardless of the receiver type. The penalty curves exhibit the identical behavior we observed in the experiment. However, the penalty curve obtained from the MZ modulator with $\epsilon = 20$ dB and driven with unbalanced signals is not exactly coincident with the one obtained from the ideal MZ modulator. To analyze this, we scrutinize the time-resolved chirp of the modulated signals using computer simulation. Fig. 6 shows the instantaneous frequency of the optical signal when the mod-

ulated optical signal has an extinction ratio of 20 dB (modulation depth $\approx 100\%$). Most of the frequency chirp occurs in the "zeroes" of the optical signal. Thus, the amount of optical power which contains a frequency chirp is quite small. However, we believe that this small portion of the optical signal accounts for the difference in the penalty curves of Fig. 5. The simulation results also confirm that the unbalanced drive of the MZ modulator greatly reduces the residual chirp of the optical signal.

IV. SUMMARY

We have investigated the chirp characteristics of dual-drive MZ modulators exhibiting a finite dc extinction ratio. Through both theory and experiment, we confirmed the simulation results of [4] that the MZ modulator with a finite dc extinction ratio exhibits residual chirp when it is driven in a push-pull mode with equal-amplitude signals. However, we found that this residual chirp could be minimized simply by driving the MZ modulator in a push-pull mode with unequal-amplitude signals. For example, nearly chirp-free optical signals were generated when an MZ modulator with dc extinction ratio of 20 dB was modulated by unbalanced signals with a 4-dB power difference.

REFERENCES

- [1] A. H. Gnauck, S. K. Korotky, J. J. Veselka, C. T. Kemmerer, W. J. Minford, and D. T. Moser, "Dispersion penalty reduction using an optical modulator with adjustable chirp," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 916-918, Oct. 1991.
- [2] S. K. Kim, O. Mizuhara, Y. K. Park, L. D. Tzeng, Y. S. Kim, and J. Jeong, "Theoretical and experimental study of 10 Gb/s transmission performance using 1.55 μm LiNbO₃-based transmitters with adjustable extinction ratio and chirp," *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, pp. 1320-1325, Aug. 1999.
- [3] M. Shtaif and A. Mecozzi, "Limits on the spectral efficiency of intensity modulated direct detection systems with optical amplifiers," in *Tech. Dig. Conf. Optical Fiber Communication*, Anaheim, CA, 2001, Paper MM1.
- [4] S. Walklin and J. Conradi, "Effect of Mach-Zehnder modulator DC extinction ratio on residual chirp-induced dispersion in 10-Gb/s binary and AM-PSK duobinary lightwave systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1400-1402, Oct. 1997.
- [5] F. Koyama and K. Iga, "Frequency chirping in external modulators," *J. Lightwave Technol.*, vol. 6, pp. 87-93, Jan. 1988.
- [6] F. Devaux, Y. Sorel, and J. F. Kerdiles, "Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter," *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 1937-1940, Dec. 1993.

Chirp-Inducing Mechanisms in Mach-Zehnder Modulators and Their Effect on 10 Gb/s NRZ Transmission Studied Using Tunable-Chirp Single Drive Devices

P. Bravetti, G. Ghisloti, and S. Balsamo

Abstract—We study the effects of different mechanisms inducing chirp in single-drive Mach-Zehnder modulators (MZM). In particular, we compare the effect of optical power splitting ratio unbalance with radio frequency modulation unbalance on the two interferometer arms. The better transmission performances of optically unbalanced modulators are ascribed to the different shape of time resolved chirp factor. Finally, we demonstrate error-free uncompensated transmission over 130-km fiber span.

Index Terms—Chirp parameter, dispersion penalty, LiNbO₃ modulator, Mach-Zehnder modulator (MZM), optical propagation in dispersive media, time-resolved chirp, tunable chirp.

I. INTRODUCTION

THE increasing demand for improved performance transmitters in modern optical fiber communication systems, is producing a big effort to transmit over longer fiber spans without increasing costs. Since 10 Gb/s systems are often limited by total dispersion of the fiber link, tolerance to chromatic dispersion is one of the key factors of today's 10-G optical transmitters.

Among the external modulators, LiNbO₃ Mach-Zehnder modulators (MZMs) can guarantee the highest performances in terms of maximum achievable dispersion-tolerance. Zero-chirp *x*-cut LiNbO₃ MZM are employed when dispersion compensating units (DCU) are present in the line and total undergone dispersion is not known in advance. Conversely chirped MZM are more indicated when the total dispersion is higher and well known (for instance, in point to point links). Several works in literature show the benefits of signal chirping on transmission performances [1]–[3]. Various techniques can be exploited to induce chirp on transmitted signal; even when focusing on the external modulation, there are many approaches to produce signal chirping. In dual-drive MZMs, chirping is usually obtained either using different driving voltages on two arms or delaying the radio frequency (RF) signal of one arm with respect to the other. In single-drive MZM, instead, the most common ways to induce chirp are: 1) unbalancing the optical power splitting ratio at MZ input splitter; 2) unbalancing the RF modulation efficiency on the two phase-modulating arms (we will refer to these two techniques as optical unbalancing and

RF unbalancing, respectively). In this paper, we study the effect of the before mentioned types of chirp on system performances, for a single drive MZM. In particular, we present and discuss simulations and measurements performed using tunable-chirp modulators devices [4], [5].

II. SIMULATIONS

The chirp factor is defined as relative variation of instantaneous phase in time, over relative variation of modulated power in time, i.e.

$$\alpha = 2P \frac{\frac{d\Phi}{dt}}{\frac{dP}{dt}} \quad (1)$$

where Φ and P are, respectively, the instantaneous phase and power of modulated signal. In order to investigate system performances we implemented, using RSoft Optisim™ [6], a modulator model with unbalancing both on RF efficiency and optical power splitting ratio. We also simulated the small-signal (SS) chirp measurement setup used in the actual measurements, which were performed according to [7]. A white noise generator modulates a CW laser signal, which then propagated through a fiber span. The received spectrum will have notches at frequencies depending on total dispersion and signal chirp. In this way, we investigated the SS chirp factor including both RF and optical unbalancing. In the latter, case we found from simulations that the variation of SS chirp is about 0.025 per splitting ratio percentage point, i.e., it can be kept in a range of ± 0.1 around the target value by controlling the splitting ratio with an error of about $\pm 4\%$, largely achievable with the current technology. When both kinds of chirp are employed, the contour plot in Fig. 1 shows that total SS chirp value is approximately the sum of the chirp factors induced by single effects.

Transmission performances were also evaluated. The setup is composed by a DFB laser at 1540 nm, a modulator, a single-mode fiber (SMF) span of 100 or 132 km and an APD receiver. We did not employ any fiber amplifier, thus no ASE noise was present, and launched power was low enough to avoid nonlinear effects. The bit pattern was a $2^{13} - 1$ PRBS sequence at 10 Gb/s. We simulated the combination of different chirp factors for several modulator driving voltages, as the optimum driving voltage can depend, in principle, on chirp

Manuscript received August 5, 2003; revised October 10, 2003.
The authors are with the Avanex Corporation, 20097 San Donato, Milan, Italy.
Digital Object Identifier 10.1109/JLT.2003.822676

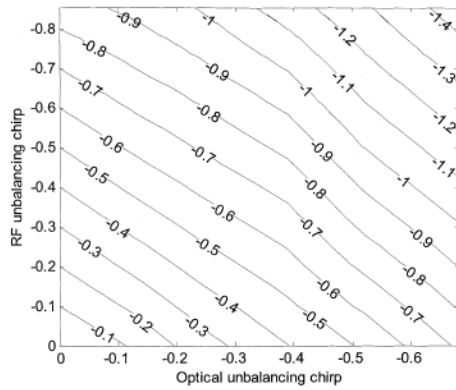


Fig. 1. Simulated total chirp levels for devices with different RF unbalancing and optical unbalancing chirp components.

value and transmission distance. We can express the receiver error probability as

$$\text{BER} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) \quad \text{where } Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (2)$$

where Q is the parameter usually employed to evaluate eye diagram quality. The Q factor depends both on chromatic dispersion and on receiver induced noise. In fact, we can write

$$\sigma_1 = (\sigma_S^2 + \sigma_T^2 + \sigma_{D1}^2)^{1/2} \quad \sigma_0 = (\sigma_T^2 + \sigma_{D0}^2)^{1/2} \quad (3)$$

where σ_S is the shot noise contribution, σ_T is the thermal noise contribution, and σ_D is due to the broadening of level 0 and 1 produced by dispersion. We can then write the bit error probability as

$$\begin{aligned} \text{BER} &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{MR P_1 - P_0 P_1 + P_0}{\sqrt{2} P_1 + P_0 \sigma_1 + \sigma_0}\right) \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{2MR P \bar{O}}{\sqrt{2} \sigma_1 + \sigma_0}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

where $\bar{P} \equiv (P_1 + P_0/2)$ is the average received power, $\bar{O} \equiv (P_1 - P_0/P_1 + P_0)$ is the normalized eye opening, M is the APD multiplication factor, and R the responsivity of the photodetector. Since our goal is to evaluate only chromatic dispersion effects, we will use normalized eye opening (hereafter EO) to evaluate transmission performances throughout this work, as it does not depend on received power and noise.

Fig. 2 shows simulated EO of the eye pattern after transmission over 100 km of SMF, for a device with V_π of 5 V, corresponding to 5.5 V optimum driving voltage (i.e., the voltage which maximizes the dynamic extinction ratio at transmitter side, see Fig. 6). The optimal composition of chirp changes with driving voltage: at the optimum driving voltage, the optimum chirp is about -0.5 for optical unbalancing chirp and about -0.2 for RF unbalancing chirp (therefore total chirp is -0.7). Reducing the driving voltage moves the maximum of EO curve upwards (higher RF unbalancing chirp values, same optical unbalancing chirp). The maximum achievable EO is larger for higher driving voltages.

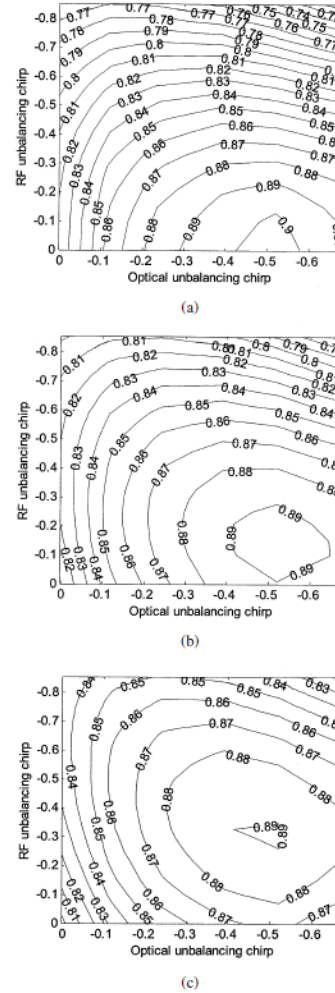


Fig. 2. Normalized eye opening after 100 km SMF-fiber for different modulator driving voltage. (a) 6 V. (b) 5.5 V. (c) 5 V.

Points on y axis of Fig. 2 correspond to RF unbalancing chirp, whereas x axis corresponds to optical unbalancing chirp. Fig. 3 reports EO trends on these two axes for different driving voltages (i.e., Fig. 3(a) is a vertical slice of Fig. 2 at zero optical unbalancing chirp, and Fig. 3(b) is a horizontal slice of Fig. 2 at zero RF unbalancing chirp). The dependence of optimal chirp on driving voltage is very different in the two cases. The optimum value for RF unbalancing chirp changes with driving voltage, increasing from less than -0.8 to almost 0 when the driving voltage is changed from 4.5 to 6.5 V [Fig. 3(a)]. Performances are better at low driving voltages. Optical unbalancing chirp, on the contrary, is less sensitive to driving voltage: the optimum

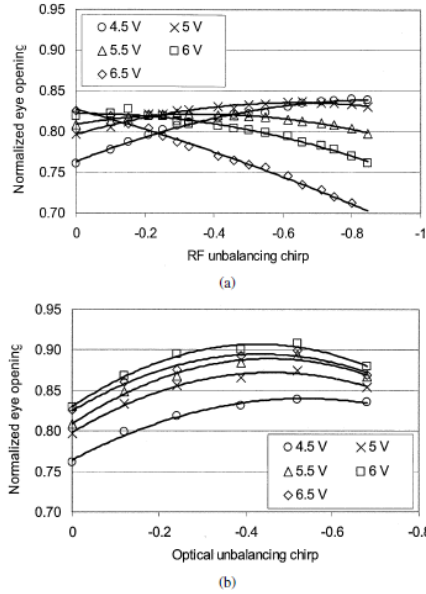


Fig. 3. Normalized eye opening after 100 km SM-fiber for different driving voltages as a function RF unbalancing chirp (a) and optical unbalancing chirp (b).

chirp is always in the range between -0.4 and -0.5 , and maximum EO is achieved with 6 V driving voltage (Fig. 3(b)). Comparing Fig. 3(a) and (b), we notice that EO values obtained with optical unbalancing chirp are much higher than those achieved with RF unbalancing chirp.

Fig. 4 reports EO contour plots for a fiber span of 132 km. Here RF unbalancing does not improve performances, unless driving voltage is reduced: as a matter of fact, the maximum EO lies on x axis at 6 V and 5.5 V, whereas at 5 V transmission improves for RF unbalancing chirp around -0.3 . The optimal value for optical unbalancing chirp is around -0.7 .

Fig. 5 reports sections of contour plots of Fig. 4 along x and y axes, also at additional driving voltages (as for Figs. 3 and 5(a) is a vertical slice of Fig. 4 at zero optical unbalancing chirp, and Fig. 5(b) is an horizontal slice of Fig. 4 at zero RF unbalancing chirp). For RF unbalancing chirp, decreasing driving voltage the maximum EO increases and the optimum chirp value decreases from about 0 to about -0.9 . The optimum value for optical unbalancing chirp is instead achieved at the optimum driving voltage (i.e., 5.5 V), and the optimum chirp value is always around -0.7 . Again, optical unbalancing chirp outperforms RF unbalancing chirp in terms of maximum achievable EO.

III. DISCUSSION

Previous results show that optical unbalancing chirp offers some benefits with respect to RF unbalancing chirp. We can correlate this to two factors: the first one is the impact of chirp

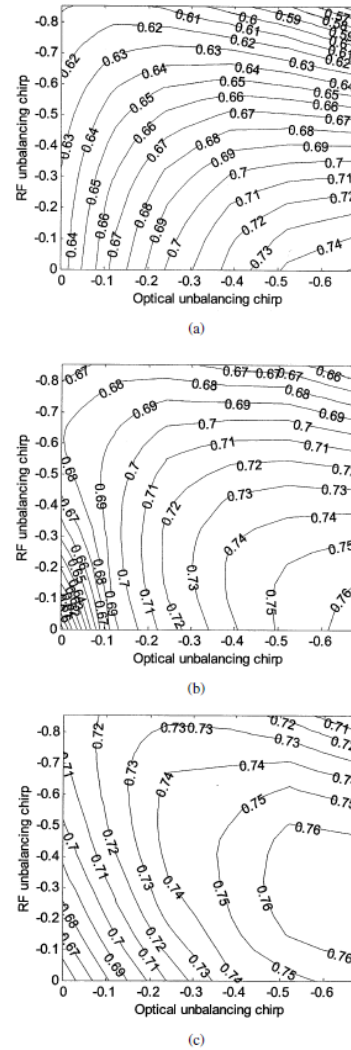


Fig. 4. Normalized eye opening after 132 km SM fiber for different modulator driving voltage. (a) 6 V, (b) 5.5 V, (c) 5 V.

on extinction ratio (ER) of transmitter eye diagram; the second one is the difference in time resolved chirp (TRC) profile.

In the back to back eye diagram, ER is mainly affected by optical unbalancing chirp. As a matter of fact the unbalanced power splitting ratio is not compensated when the signals coming from the two arms are summed by the output coupler, which is balanced. RF unbalancing chirp does not affect ER because the undermodulation of one arm is compensated by the

608

JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, VOL. 22, NO. 2, FEBRUARY 2004

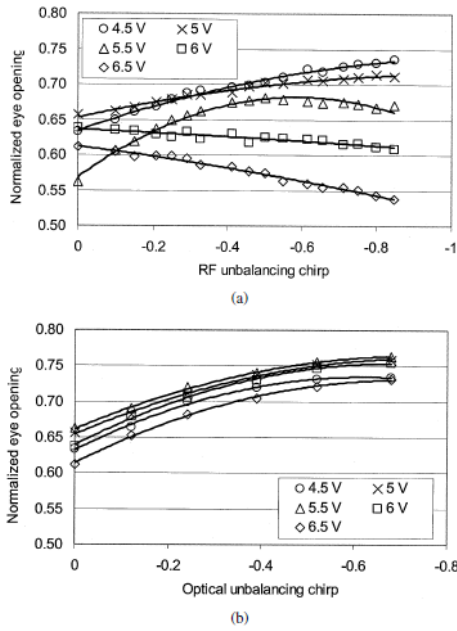


Fig. 5. Normalized eye opening after 132 km SM fiber, for different driving voltages, as a function of RF unbalancing chirp (a) and optical unbalancing chirp (b).

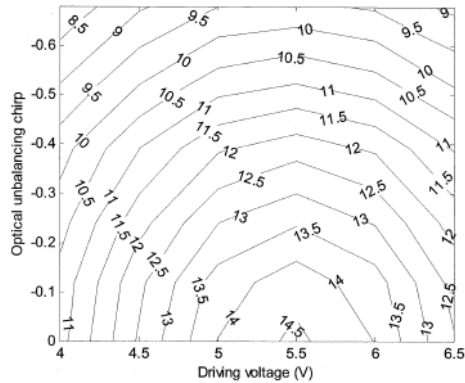


Fig. 6. Transmitter eye pattern dynamic extinction ratio as a function of driving voltage and chirp for optical unbalancing chirp.

overmodulation of the other one. Moreover, in the model we used for simulations, the total modulator V_{π} is constant when changing the ratio between single arms V_{π} . Obviously, ER is also affected by driving voltage reduction, which also improves transmission performances [8].

Fig. 6 shows the behavior of ER versus driving voltage and optical unbalancing chirp. We have seen that good transmission performances can be achieved using optical unbalancing chirp

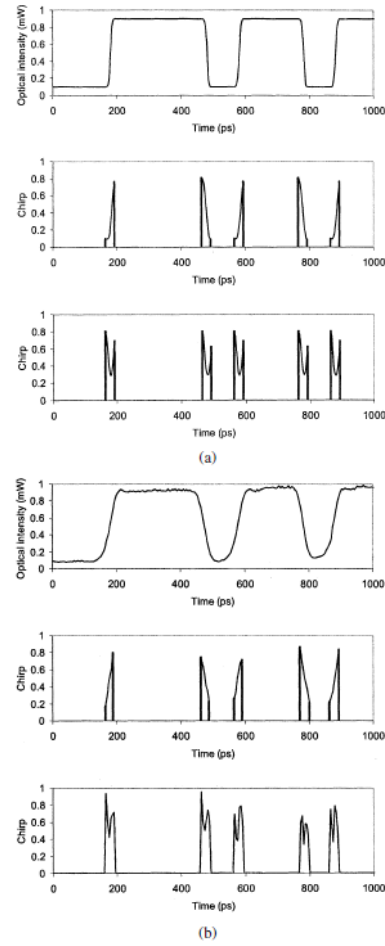


Fig. 7. (a) Simulated bit pattern (top) with corresponding optical unbalancing time resolved chirp (center) and RF unbalancing time resolved chirp (bottom). (b) Measured TRC with superimposed bit pattern for an RF unbalanced device (top) and for an optical unbalanced device (bottom).

and, in second instance, RF unbalancing chirp with low driving voltage. In both cases the improved performances lead to a reduction of ER. Anyway we can notice that, for a given EO value, pure optical unbalancing yields higher ER with respect to pure RF unbalancing: for instance, after 100 km, a normalized EO of 84% can be achieved with -0.8 RF unbalancing chirp and 4.5 V driving voltage or -0.1 optical unbalancing chirp and 5.5 V driving voltage. From the plot shown in Fig. 6 these two cases correspond to a dynamic ER of about 12.8 and 14.3 dB, respectively.

The second difference between the two types of chirp is in TRC. We simulated instantaneous frequency variation and calculated chirp parameter defined as in (1), using a large signal

Effect of Mach-Zehnder Modulator DC Extinction Ratio on Residual Chirp-Induced Dispersion in 10-Gb/s Binary and AM-PSK Duobinary Lightwave Systems

Sheldon Walklin, *Student Member, IEEE*, and Jan Conradi, *Senior Member, IEEE*

Abstract—It is shown through numerical simulation that residual frequency chirping in lithium niobate external modulators, which accompanies devices with a finite-optical extinction ratio, always degrades the performance of lightwave systems that use optical AM-PSK duobinary signaling. This is unlike binary systems which will exhibit either an improvement or degradation, depending on the polarity of residual chirp.

Index Terms—Bandwidth compression, chirp modulation, duobinary signaling, optical fiber communication, optical modulation/demodulation, optical propagation in dispersive media.

I. INTRODUCTION

CONTROLLED frequency chirping of lithium niobate Mach-Zehnder (MZ) modulators can be used to extend the system reach of binary digital lightwave systems operating at 1550 nm over standard singlemode fiber [1], [2]. This is accomplished by operating a dual-drive modulator in a push-pull mode in which the signal applied to one arm is an inverted and weighted replica of that applied to the other arm. The idea is to adjust the weighting of the applied signals to obtain a desired amount of frequency chirping for which the transmitted optical pulse is red shifted on the rising edge and blue shifted on the falling edge, a condition known as negative chirp. Alternatively, the weights can be set the same and asymmetric Y-branch waveguides used in the MZ modulator to obtain a desired amount of negative chirp [3] where the frequency chirping is, strictly speaking, not residual because it is controlled by carefully adjusting the splitting/combining ratio of Y-branches. However, what is often known about a MZ device is its intrinsic optical extinction ratio, as it is easy to determine. For this reason, results are presented here that illustrate the impact of a finite-optical extinction ratio, and the accompanying residual chirp, on binary transmission. Moreover, results are also presented

that show the impact of residual chirp on systems that use optical amplitude modulation with phase-shift keying (AM-PSK) duobinary signaling. The AM-PSK duobinary scheme, first described by Lender [4], was recently applied to 10-Gb/s optical systems to significantly improve the dispersion-limited transmission distance [5], [6]. This scheme requires a minor modification to a conventional binary transmitter and uses a conventional binary receiver, with no inherent degradation in the receiver's sensitivity. Moreover, it is well suited for wavelength-division multiplexed (WDM) applications because the suppressed carrier should reduce nonlinear optical effects, and the narrower spectral occupancy should allow closer channel spacing [8]. For these reasons, it is important to understand the mechanisms that affect the performance of an optical AM-PSK duobinary system, particularly those that are different from a binary system.

II. EXTINCTION RATIO AND RESIDUAL CHIRP

An ideal MZ modulator would have splitting/combining ratios that are exactly 50/50, as well as an equal amount of loss through each arm of the device. Under these conditions, the combining fields at the output of the device would have identical amplitudes which would provide an infinite-extinction ratio. However, if the splitting/combining ratios are not exactly 50/50, or the loss through one arm is different from the other, then the amplitudes of the combining fields will be different, with a corresponding finite-extinction ratio. Assuming an input E-field complex envelope of unity (continuous-wave light), the output optical field from the MZ can be expressed by

$$E_{\text{out}}(t) = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{j\pi v_1(t)}{V_\pi}\right) + \frac{\gamma}{2} \exp\left(\frac{j\pi v_2(t)}{V_\pi}\right) \quad (1)$$

where γ is a scaling factor between 0 and 1 that accounts for a nonideal device, V_π is the switching voltage, and $v_1(t)$ and $v_2(t)$ are the voltages applied to each arm of the device. Alternatively, the scaling factor could be applied to the first term in (1). The parameter γ is related to the optical extinction ratio δ , defined as the ratio of maximum to minimum optical power, by $\gamma = (\sqrt{\delta} - 1)/(\sqrt{\delta} + 1)$. For an ideal device, $\gamma = 1$ for which the instantaneous frequency shift of the carrier

Manuscript received March 21, 1997; revised May 29, 1997. This work was supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council (NSERC) of Canada, Nortel Technology, and TRLabs through the NSERC/BNR/TRLabs Industrial Research Chair in Fiber Optic Communications at the University of Alberta.

The authors are with TRLabs, Edmonton, AB, T5K 2P7, Canada. They are also with the Department of Electrical and Computer Engineering, University of Alberta, Edmonton, AB, Canada.

Publisher Item Identifier S 1041-1135(97)07168-1.

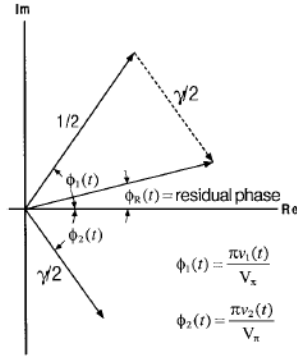


Fig. 1. Phasor diagram showing residual phase in the output field of a MZ modulator.

(chirp) can be written

$$f_{\text{chirp}} = \frac{1}{4V_\pi} \left[\frac{dv_1(t)}{dt} + \frac{dv_2(t)}{dt} \right]. \quad (2)$$

From (2) it can be seen that zero chirp is possible by forcing the condition $v_2(t) = -v_1(t)$, i.e., by applying a voltage to one arm of the modulator that is an inverted replica of that applied to the other arm. However, when $\gamma < 1$, the zero-chirp drive condition will exhibit residual chirp as shown in Fig. 1 where the E-field transfer characteristic of (1) is depicted as the sum of two phasors. When $\gamma = 1$, the resultant is always along the real axis; however, when $\gamma < 1$ the resultant exhibits a time-varying residual phase which necessarily manifests itself as residual chirp. Obviously, the amount of residual chirp depends on the value of γ and, therefore, the extinction ratio of the MZ.

III. RESIDUAL CHIRP IN BINARY AND AM-PSK DUOBINARY SYSTEMS

Let the voltages $v_1(t)$ and $v_2(t)$ be applied to arm 1 and arm 2, respectively, of a MZ modulator. Consider a device biased about the midpoint of its transfer characteristic, and driven in a push-pull (balanced) manner with $v_1(t) = V_\pi/2 - a(t)$ and $v_2(t) = a(t)$ where $a(t)$ is an ac-coupled, 10-Gb/s binary signal, band-limited to about 6.5 GHz. To drive the modulator between maximum and minimum extinction, the peak-to-peak value of $a(t)$ is set to $V_\pi/2$. Also, consider a MZ modulator with a 10 dB extinction ratio resulting from a lower amplitude for the field from arm 2 as in (1). It is important to note that the extinction ratio considered here is that which is intrinsic to the MZ device (measured under dc conditions), and not that caused by varying the amplitude of the RF signals driving the modulator. Under these conditions there is a red shift on the rising edge of pulses and a blue shift on the falling edge for which the polarity of the residual chirp is termed “negative,” resulting in an improvement in dispersion immunity as shown in the results. If the lower amplitude field is instead from arm 1 in (1), then there would be positive residual chirp for which there is a blue shift on the rising edge of pulses and a red shift

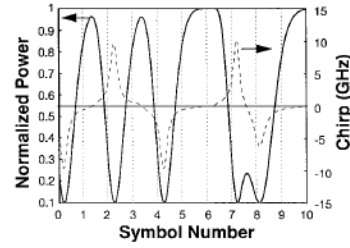


Fig. 2. Transmitted optical power and residual chirp for a 10-Gb/s AM-PSK duobinary signal using a modulator with a 10-dB intrinsic extinction ratio.

on the falling edge. In this case, the dispersion immunity of the signal is greatly reduced. Now consider a system using AM-PSK duobinary signaling for which the modulator is biased at maximum extinction and the peak-to-peak amplitude of $a(t)$ is set to V_π . Here, $a(t)$ is a duobinary (three-level) signal with a space represented by the middle level and a mark by the lowest and highest levels. A property of the duobinary signal is that marks alternate between the lowest and highest level whenever they are separated by an odd number of spaces. However, the polarity of the residual chirp on a transmitted pulse also alternates as shown in Fig. 2. This implies that, unlike for conventional binary signaling, the residual chirp accompanying a MZ with a finite-extinction ratio will always degrade the performance of an AM-PSK duobinary signal. For this same reason, it is not possible to improve the dispersion immunity of an optical AM-PSK duobinary signal by using the pre-chirp technique described in [1], [2] because the polarity of chirp will alternate just as in Fig. 2.

IV. RESULTS

Consider 10-Gb/s binary and AM-PSK duobinary communication systems with the external drive conditions as described in the previous section, but allowing for a range of optical extinction ratios for the MZ device. Under these conditions, the simulated receiver sensitivity versus distance is shown in Fig. 3 for optical extinction ratios of ∞ , 30, 20, and 10 dB. The legend entries in parentheses indicate which optical field term in (1) has a smaller amplitude. It can be seen that for binary transmission the impact of a finite-extinction ratio depends on the polarity of residual chirp. For AM-PSK duobinary signaling, however, system reach will always be degraded by using a modulator with a finite-extinction ratio because of an alternating chirp polarity. Fig. 3 gives an indication of the bounds on intrinsic optical extinction ratio that is required for acceptable performance. For example, a binary transmission over 60 km requires an external modulator with an intrinsic extinction ratio of at least 20 dB to keep the residual chirp penalty below 2 dB, assuming positive residual chirp. If the extinction ratio is reduced to 10 dB, the resulting power penalty can increase significantly to 8 dB. However, it should be noted that the residual-chirp polarity can always be reversed for conventional binary signaling by changing the modulator's bias point from a negative slope on its transfer characteristic to

1402

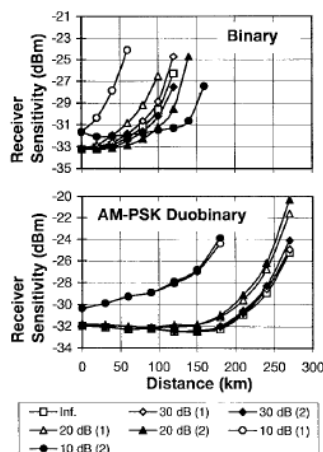


Fig. 3. Receiver sensitivity versus distance for 10-Gb/s binary (top) and AM-PSK duobinary (bottom) systems with various modulator extinction ratios: (x) denotes the term in (1) that has a lower amplitude.

a positive slope, or vice versa. Of course, this will also invert the received signal. For an AM-PSK duobinary transmission over 180 km, the residual chirp power penalty can be kept below 1 dB, provided the MZ's extinction ratio is at least 20 dB. For a device with an extinction ratio of 10 dB, the residual chirp power penalty increases to 8 dB. In an attempt to compensate for the residual chirp, simulations were also performed using unbalanced drive conditions for the MZ. This degraded the performance further suggesting that, even for a MZ with a finite-intrinsic extinction ratio, a balanced drive is optimal.

The simulation results presented here assumed a 6.5-GHz third-order low-pass Butterworth response at the receiver, a fiber dispersion of 17 ps/(km·nm), an optical preamplifier gain of 25- and a 6-dB noise figure, a 1.3-nm optical bandpass filter at the output of the preamplifier, and a 1.5-dB insertion loss at the input of the optical preamplifier to account for an isolator. The decision time was set at the maximum eye opening, and the decision threshold was optimized under a minimum bit-error-rate (BER) criterion. BER's were calculated in an exhaustive manner as in [7]. Lastly, a $2^7 - 1$ PRBS was used. Longer sequences were also simulated, but showed a negligible change in the results. For binary simulations, an ideal nonreturn-to-zero (NRZ) pseudorandom binary sequence (PRBS) was passed through a 6.5-GHz third-order Butterworth filter prior to driving the modulator. For AM-PSK duobinary simulations, an ideal NRZ PRBS was filtered by a 2.5-GHz

IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 9, NO. 10, OCTOBER 1997

second-order Butterworth filter to produce the duobinary signal applied to the modulator. Simulations were also performed using 2.5- and 3-GHz fifth-order Bessel filters to generate the duobinary signal that gave similar results.

Note that the extinction ratio considered here is that intrinsic to the MZ device, which should be measured under dc conditions because it relates directly to the asymmetry in Y-branches or unequal loss through the MZ arms—the mechanism responsible for residual chirp. The extinction ratio that is observed from an eye diagram of the optical intensity input to the fiber, and caused by overshoot or undershoot from imperfections in the frequency response of the MZ or its driver, is not the important parameter.

V. CONCLUSION

A Mach-Zehnder external modulator with a finite-intrinsic extinction ratio will always be accompanied by residual chirp. For binary systems, the impact of a finite-extinction ratio depends on the polarity of residual chirp. For optical AM-PSK duobinary systems, a finite-extinction ratio will always degrade performance because of residual chirp-induced dispersion. For the simulation conditions used here, and for a transmission distance where the dispersion penalty is 1 dB in the absence of residual chirp, the increase in dispersion penalty due to residual chirp can be kept to within 2 dB, provided the intrinsic extinction ratio of the modulator is no worse than 20 dB.

REFERENCES

- [1] A. H. Gnauck, S. K. Korotky, J. J. Veselka, C. T. Kemmerer, W. J. Minford, and D. T. Moser, "Dispersion penalty reduction using an optical modulator with adjustable chirp," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 916–918, Oct. 1991.
- [2] J. C. Cartledge and R. G. McKay, "Performance of 10 Gb/s light-wave systems using an adjustable chirp optical modulator and linear equalization," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 1394–1397, Dec. 1992.
- [3] J. C. Cartledge, "Performance of 10 Gb/s lightwave systems based on Lithium Niobate Mach-Zehnder modulators with asymmetric Y-branch waveguides," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp. 1090–1092, Sept. 1995.
- [4] A. Lender, "Correlative digital communication techniques," *IEEE Trans. Commun. Technol.*, pp. 128–135, Dec. 1964.
- [5] S. Kuwano, K. Yonenaga, and K. Iwashita, "10 Gbit/s repeaterless transmission experiment of optical duobinary modulated signal," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 16, pp. 1359–1361, 1995.
- [6] A. J. Price, L. Pierre, R. Uhel, and V. Havard, "210 km repeaterless 10 Gb/s transmission experiment through nondispersion-shifted fiber using partial response scheme," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp. 1219–1221, Oct. 1995.
- [7] J. Cartledge and A. Elrefaie, "Effect of chirping-induced waveform distortion on the performance of direct detection receivers using traveling-wave semiconductor optical preamplifiers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 209–219, 1991.
- [8] Y. Yano, T. Ono, K. Fukuchi, T. Ito, H. Yamazaki, M. Yamaguchi, and K. Emura, "2.6 Terabit/s WDM transmission experiment using optical duobinary coding," in *22nd Eur. Conf. Optical Communication—ECOC'96*, Oslo, Norway, 1996, paper ThB.3.1.